

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED  
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ  
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

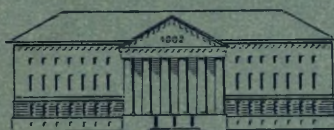
ALUSTATUD 1893. a.

VIHİK № 59

ВЫПУСК

ОСНОВАНЫ В 1893 г.

GEOFÜÜSIKA-ALASEID TÖID  
ТРУДЫ ПО ГЕОФИЗИКЕ



TARTU 1958

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED  
УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ  
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА  
VIHK 59 ВЫПУСК

---

**GEOFÜÜSIKA-ALASEID TÖID**  
**ТРУДЫ ПО ГЕОФИЗИКЕ**

TARTU 1958

Redaktsioonikolleegium:

H. Keres. A. Mitt (vastutav toimetaja), P Prüller, T. Rootsmäe.  
A. Pravdin ja E. Uuspõld (sekretärid).

Редакционная коллегия:

Х. Керес, А. Митт (ответственный редактор), П. Прюллер, Т. Роотс-  
мяэ. А. Правдин и Э. Ууспыльд (секретари).

# PÄIKESE OTSESE INTEGRAALSE KIIRGUSE INTENSIIVSUSE VALEMITE ÜLDISTAMISE KATSEST

H. Mürk

Astronoomia ja geofüüsika kateeder

## Sissejuhatus

Paljude aktinomeetriliste, meteoroloogiliste ja klimatoloogiliste küsimuste lahendamisel, nagu kiirgus- ja soojusbilansi uurimisel, atmosfääri läbipaistvuse karakteristikute määramisel, otsese kiirguse intensiivsuse taandamisel ühelt massiarvult teisele ja mõnel teisel juhul etendavad tähtsat osa otsese integraalse kiirguse intensiivsuse  $S_m$  valemid, mis seovad  $S_m$  massiarvuga  $m$  ja atmosfääri läbipaistvust iseloomustava karakteristikuga. Nende valemite teoreetilisel tuletamisel lähtutakse tavaliselt Bouguer' valemist monokromaatse kiirguse intensiivsuse kohta maapinnal ja integreeritakse seda lainepikkuse  $\lambda$  järgi rajades 0 kuni  $\infty$  [1]. Seejuures tuleb tähendada, et integreeritav avaldis on keeruline  $\lambda$  funktsioon ja seepärast leitakse integraal numbriliselt või graafiliselt. Teatud lihtsustamisel on võimalik seda integraali määrata ka analüütiliselt [2].

Käesolevas töös lähtutakse integraalse kiirguse intensiivsuse valemite tuletamisel teisest seisukohast — eeldatakse, et integraalse kiirguse nõrgenemise massikoefitsient  $k$  on sama läbipaistvusega atmosfääri puhul massiarvu  $m$  funktsioon, ja leitakse otsese integraalse kiirguse intensiivsuse valem üldisel kujul. Valides nõrgenemise koefitsiendile  $k(m)$  sobiva lähendusfunktsiooni saame lihtsalt tuletada Sivkovi, Gulnitski, Kastrovi, Kozik'i ja Mahhotkini integraalse kiirguse intensiivsuse valemid. Edasi näidatakse tee intensiivsuse uute valemite tuletamiseks. Käesolevas töös ongi näitena tuletatud kaks  $S_m$  valemit.

## 1. Otsese kiirguse intensiivsuse valem üldisel kujul

Päikese kiirguse selektiivse hajumise ja neeldumise tõttu Maa atmosfääris on integraalse kiirguse nõrgenemise mass-koefitsient  $k$  atmosfääri massiarvu  $m$  funktsioon —  $k = k(m)$ . Vaadeldes

kiirguse nõrgenemist õhukeses kihis võime Bouguer' diferentsiaalvõrrandi eeskujul kirjutada seose

$$dS = -k(m)S \, dm. \quad (1, 1)$$

Integreerides seda avaldist  $m$  järgi rajades  $m_0$ -st kuni  $m$ -ini, saame

$$S_m = S_{m_0} \exp \left[ - \int_{m_0}^m k(m) \, dm \right], \quad (1, 2)$$

kus  $S_m$  ja  $S_{m_0}$  on otsese kiirguse intensiivsused vastavalt massiarvudele  $m$  ja  $m_0$ . Kui võtta  $m_0 = 0$ , siis temale vastav intensiivsus  $S_{m_0} = S_0$  on solaarkonstant ja seega

$$S_m = S_0 \exp \left[ - \int_0^m k(m) \, dm \right]. \quad (1, 3)$$

Valem (1, 2) või (1, 3) ongi otsese kiirguse intensiivsuse valem üldisel kujul.

Nagu nähtub valemist (1, 2), on tarvis  $S_m$  arvutamiseks teada  $S_{m_0}$ ,  $m$ ,  $m_0$  ja  $k(m)$ . Kolme esimese suuruse määramine ei tee raskusi. Neljas suurus  $k(m)$  on keeruline  $m$  funktsioon, mida ei saa üldisel juhul avaldada valemina. Sel puhul tuleb valemis (1, 2) esinev integraal arvutada lähisvõtetega. Kui valida  $k(m)$ -le sobiv lähendusfunktsioon, saame valemile (1, 2) või (1, 3) anda võrdlemisi lihtsa ja praktiliselt kasutatava kuju.

## 2. Otsese kiirguse intensiivsuse praegu kasutatavate valemite tuletamine üldisest valemist

Käesolevas osas näitame, et Sivkovi, Gulnitski, Kastrovi, Koziki ja Mahhotkini valemid otsese kiirguse intensiivsuse kohta on valemi (1,3) lihtsamad erandjuhud.

1) Sivkovi interpolatsiooni valemi saame, kui võtta  $k(m)$  lähendusfunktsiooniks esimest järku polünoom  $m$  suhtes

$$k(m) = a_0 + a_1 m \quad (2, 1)$$

ja asetada see valemisse (1,3). Saame

$$S_m = S_0 \exp \left( - a_0 m - \frac{a_1}{2} m^2 \right).$$

Logaritmides viimase valemi mõlemaid pooli ja tähistades

$$a = - a_0 \log e,$$

$$b = -\frac{a_1}{2} \log e, \quad (2, 2)$$

saame Sivkovi interpolatsiooni valemi tema poolt esitatud kujul

$$\log S_m = \log S_0 + am + b m^2 \quad (2, 3)$$

2) Gulnitski valemi tuletamiseks tuleb võtta  $k(m)$  lähendufunktsiooniks samuti esimest järku polünoom  $m$  suhtes, kusjuures  $m$  kordajaks on tähistatud  $2 \ln a$ :

$$k(m) = a_0 + 2 \ln a \cdot m. \quad (2, 4)$$

Asendades selle valemisse (1, 3) ja teostades vastavad teisendused, leiame

$$S_m = S_0 a^{-m^2} p_0^m, \quad (2, 5)$$

kusjuures

$$p_0 = e^{-a_0} \quad (2, 6)$$

Valem (2, 5) ongi Gulnitski valem tema poolt esitatud kujul.

3) Võttes  $k(m)$  lähendufunktsiooniks avaldise

$$k(m) = \frac{h}{1 + cm} \quad (2, 7)$$

ja paigutades selle valemisse (1, 3) saame

$$S_m = \frac{S_0}{(1 + cm)^{\frac{h}{c}}} \quad (2, 8)$$

Aktinomeetrias kasutatava Kastrovi valemi saamiseks tuleb  $h = c$ ; sel korral

$$S_m = \frac{S_0}{1 + cm}. \quad (2, 9)$$

4) Koziki valemi saame, kui  $k(m)$  lähendufunktsiooniks on avaldis

$$k(m) = h + \frac{l_1}{1 + l_2 m} \quad (2, 10)$$

Asetades selle põhivalemisse (1, 3) ja läbi viies vastavaid teisendusi ning tähistades

$$\left. \begin{aligned} e^{-h} &= p_0 \\ \frac{l_1}{l_2} &= l \end{aligned} \right\} \quad (2, 11)$$

saame Koziki valemi

$$S_m = S_0 (1 + l_2 m)^{-l} p_0^m \quad (2, 12)$$

5) Erinevalt seni käsitletud juhtudest, kus  $k(m)$  lähendus-funktsioon oli ainult  $m$  funktsioon, tuleb Mahhotkini valemi tuletamiseks vaadelda  $k(m)$  kui  $m$  ja  $S$  funktsiooni ja nimelt

$$k(m) = \frac{\varkappa}{S_m} \quad (2, 13)$$

Asendades selle valemisse (1, 1) ja integreerides seda  $m$  järgi rajades 1-st kuni  $m$ -ini, saame

$$S_m = S_1 - \varkappa \ln m. \quad (2, 14)$$

Võrreldes viimast valemit Mahhotkini valemiga

$$S_m = c - b \log m, \quad (2, 15)$$

selgub, et

$$c = S_1$$

ja

$$b = \varkappa \ln 10. \quad (2, 16)$$

Valemite (2, 3), (2, 5), (2, 9) ja (2, 12) tuletamisel lähtusime valemist (1, 3), mis sisaldab solaarkonstanti  $S_0$ . Nimetatud valemitele saame anda üldisema kuju, kui lähtuda valemist (1, 2), kus integreerimise alumiseks rajaks on lähte-massiarv  $m_0$  ja  $S_0$  asemel  $m_0$ -le vastav intensiivsus  $S_{m_0}$ .

Kasutades valemi (1, 3) asemel valemit (1, 2) saame:

a) Sivkovi valemi kujul

$$\log S_m = \log S_{m_0} + a(m - m_0) + b(m^2 - m_0^2), \quad (2, 17)$$

b) Gulnitski valemi kujul

$$S_m = S_{m_0} a^{-(m^2 - m_0^2)} p_0^{m - m_0}, \quad (2, 18)$$

c) Kastrovi valemi kujul

$$S_m = S_{m_0} \frac{1 + cm_0}{1 + cm}, \quad (2, 19)$$

d) Koziki valemi kujul

$$S_m = S_{m_0} \left( \frac{1 + l_2 m}{1 + l_2 m_0} \right)^{-l} p_0^{m - m_0} \quad (2, 20)$$

Valemid (2, 17) — (2, 20) taanduvad valemiteks (2, 3), (2, 5), (2, 9) ja (2, 12), kui neis võtta  $m_0 = 0$ .

### 3. Uusi otsese kiirguse intensiivsuse valemeid

Valemite (1, 2) või (1, 3) tähtsus ei piirdu ainult sellega, et saame tuletada juba tuntud  $S_m$  valemeid, vaid et nende abil on võimalik leida rida uusi otsese kiirguse intensiivsuse valemeid. Järgnevalt tuletamegi paar sellist valemit.

1) Võttes  $k(m)$  lähendusfunktsiooniks  $n$ -astme polünoomi

$$k(m) = \sum_{i=0}^n a_i m^i \quad (3, 1)$$

ja asendades selle valemisse (1, 3), saame pärast vastavaid teisendusi

$$S_m = S_0 \exp \left( - \sum_{i=0}^n \frac{a_i}{i+1} m^{i+1} \right) \quad (3, 2)$$

ehk

$$S_m = S_0 \prod_{i=0}^n \exp \left( - \frac{a_i}{i+1} m^{i+1} \right). \quad (3, 3)$$

Tähistades

$$\exp \left( - \frac{a_i}{i+1} m^{i+1} \right) = p_i^{m^{i+1}}, \quad (3, 4)$$

saame eelmise valemi kirjutada järgmisel kujul

$$S_m = S_0 \prod_{i=0}^n p_i^{m^{i+1}} \quad (3, 5)$$

Tähistades veel

$$\prod_{i=0}^n p_i^{m^{i+1}} = p_m^m, \quad (3, 6)$$

saame valemi (3, 5) taandada Bouguer' valemi kujule

$$S_m = S_0 p_m^m. \quad (3, 7)$$

Valemitest (3, 2) ja (3, 7) saame tuletada seose

$$\ln p_m = - \sum_{i=0}^n \frac{a_i}{i+1} m^i, \quad (3, 8)$$

mis määrab  $p_m$  sõltuvuse massiarvust  $m$  eeldusel, et  $k(m)$  avaldub  $n$ -astme polünoomina.

Võrreldes valemide (2, 1) ja (2, 4) valemiga (3, 1) selgub, et kaks esimest on viimase erandjuhud: valemi (2, 1) saame, kui võtta valemis (3, 1)  $n = 1$ , ja valemi (2, 4), kui  $n = 1$  ja  $a_1 = 2 \ln a$ . Seega seosed (3, 2) — (3, 8) on kehtivad ka Sivkovi ja Gulnitski valemite puhul.

2) Uut tüüpi intensiivsuse valemi saame, kui võtame  $k(m)$  lähendusfunktsiooniks avaldise

$$k(m) = A - B \ln m, \quad (3, 9)$$



kus  $A$  ja  $B$  on sama läbipaistvusega atmosfääri puhul  $m$ -ist sõltumatud suurused.

Valemitest (1, 3) ja (3, 9) leiame  $S_m$  jaoks uue valemi

$$S_m = S_0 p_1^m m^{Bm}, \quad (3, 10)$$

kus

$$p_1 = e^{-(A+B)} \quad (3, 11)$$

Ka valem (3, 10) taandub Bouguer' valemiks (3, 7), kui võtta

$$p_m = p_1 m^B \quad (3, 12)$$

Viimane seos võimaldab määrata  $p_1$  ja  $B$  väärtusi mõõtmisandmeist. Selleks on tarvis valemi (3, 7) järgi arvutada kaks erinevat  $p_m$  väärtust ning valemist (3, 12) saame juba leida  $p_1$  ja  $B$ .

Valemi (3, 10) kehtivust on kontrollitud Sivkovi tabelis [3] antud otsese kiirguse intensiivsuse andmetega ja leitud, et maksimaalne hälve ei ületa  $\pm 0,03$  (cal/cm<sup>2</sup>min), kusjuures rõhuv enamik hälbeid on  $\pm 0,01$  (cal/cm<sup>2</sup>min) piirides. Samuti on selgunud, et  $p_1$  ja  $B$  sõltuvad vähe massiarvust; praktiliselt võib neid lugeda  $m$  suhtes konstantseteks. Seega võiksid  $p_1$  ja  $B$  või mõni nende kaudu defineeritud uus suurus olla atmosfääri läbipaistvuse kvantitatiivseteks karakteristikuteks.

Kuigi valem (3, 10) on praktilise rakendamise seisukohalt küllalt tülikas, võime siiski sellest raskusest üle saada otstarbekalt konstrueeritud nomogrammi abil. Sellise nomogrammi ehitamine ongi autoril õnnestunud.

#### 4. Kokkuvõte

Mõõtmistest on teada, et integraalse kiirguse nõrgenemise mass-koefitsient  $k$  on massiarvu  $m$  funktsioon, millest saame tuletada valemi (1, 1) alusel otsese integraalse kiirguse intensiivsuse  $S_m$  kohta üldise valemi (1, 2). Praegu aktinomeetrias kasutatavad valemid on selle üksikud erandjuhud. Üldine valem (1, 2) võimaldab ka tuletada rida uusi  $S_m$  valemeid. Käesolevas töös on tuletatud kaks sellist valemit (3, 5) ja (3, 10), milledest viimast on kontrollitud ja leitud ta olevat heas kooskõlas tegelikult mõõdetud intensiivsuse andmetega. Kuna Sivkovi ja Gulnitski intensiivsuse valemid on valemi (3, 5) kitsad erijuhud, siis võib arvata, et ka (3, 5) on tegelikkusega heas kooskõlas. Peale selle võimaldavad valemid (3, 8) ja (3, 12) osaliselt lahendada  $p_m$  taandamise küsimust ühelt massiarvult teisele ja luua atmosfääri uusi kvantitatiivseid läbipaistvuse karakteristikuid, nagu näiteks  $p_1$  ja  $B$  valemis (3, 10).

1. Кондратьев, К. Я. Лучистая энергия Солнца. Гидрометеиздат, Ленинград, 1954.
2. Кастров, В. Г. К вопросу об ослаблении солнечной радиации в идеальной атмосфере. *Met. Zeitschr.*, Bd. 47, H. 4, 1930.
3. Сивков, С. И. Общий метод приведения интенсивности солнечной радиации к определенному числу масс атмосферы. Труды ГГО, вып. 14 (76), 1949.

## О ПОПЫТКЕ ОБОБЩЕНИЯ ФОРМУЛЫ ИНТЕНСИВНОСТИ СОЛНЕЧНОЙ ПРЯМОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ РАДИАЦИИ

Х. Мюрк

Кафедра астрономии и геофизики

### Р е з ю м е

Из измерений известно, что массовый коэффициент ослабления интегральной радиации есть функция числа масс атмосферы  $m$ , из чего можно на основании формулы (1, 1) вывести обобщенную формулу (1, 2) для прямой интегральной радиации  $S_m$ . Используемые в настоящее время в актинометрии формулы представляют частные случаи этой формулы. Обобщенная формула (1, 2) дает также возможность вывести новые формулы для  $S_m$ . В настоящей статье выведены 2 такие формулы (3, 5) и (3, 10). Вторая из них проверена, и найдено, что вычисленные величины хорошо сходятся с измеренными величинами интенсивности.

Так как формулы интенсивности Сивкова и Гулницкого частные случаи формулы (3, 5), можно предположить, что и формула (3, 5) дает результаты, близкие к измеряемым данным.

Кроме того формулы (3, 8) и (3, 12) дают до некоторой степени возможность разрешить вопрос приведения  $\rho_m$  от одного числа масс к другому и найти новые количественные характеристики прозрачности атмосферы, как например  $\rho_1$  и  $B$  в формуле (3, 10).

# AN ATTEMPT TO GENERALISE THE FORMULAS FOR THE INTENSITY OF DIRECT INTEGRAL SOLAR RADIATION

H. Mürk

## Summary

As the measurements show, the mass coefficient  $k$  for extinction of integral radiation is the function of the air mass  $m$ , from which, on the basis of formula (1, 1), a general formula (1, 2) may be derived for the intensity of direct integral radiation  $S_m$ . The formulas used at present in actinometry represent isolated and exceptional cases of the general formula. From the general formula (1, 2) itself a number of new formulas for  $S_m$  may be deduced. Two such formulas (3, 5) and (3, 10) are submitted in the present investigation, of which the latter has been checked and found to be in close accordance with the data obtained from actual measurements of intensity.

As Sivkov's and Gulnitsky's intensity formulas represent only specific instances of formula (3, 5), it may be assumed that the latter will also give results that agree reasonably well with the data obtained from actual measurement.

Moreover, with the help of formulas (3, 8) and (3, 12), it is possible to arrive at a partial solution of the problem of reducing  $p_m$  from one air mass to another and to determine new quantitative characteristics for the transparency of the atmosphere, such as  $p_1$  and  $B$  in formula (3, 10).

# ATMOSFÄÄRI LÄBIPAISTVUSE KARAKTERISTIKUTE RATSIONAALSEST VALIKUST

H. Mürk

Astronoomia ja geofüüsika kateeder

## Sissejuhatus

Aktinomeetrias ja selle naaberaladel kasutatakse atmosfääri läbipaistvuse iseloomustamiseks mitmesuguseid läbipaistvuse karakteristikuid. Tingituna kiirguse selektiivsest nõrgenemisest maa atmosfääris omavad karakteristikud virtuaalset käiku, s. t. atmosfääri sama läbipaistvuse puhul sõltuvad karakteristikud mõningal määral massiarvust. Kuni pole küllalt uuritud karakteristikute sõltuvust massiarvust  $m$ , jääb atmosfääri läbipaistvuse iseloomustamine nende abil ebamääraseks.

Senini on küll uuritud Bouguer' läbipaistvuse koefitsiendi  $p$  sõltuvust  $m$ -ist ja tuletatud ulatusliku mõõtmismaterjali baasil empiirilisi valemeid  $p$  taandamiseks ühelt massiarvult teisele, eriti massiarvule  $m = 1$ ; teiste karakteristikute kohta on sellelaadseid uurimusi vähe või koguni puuduvad. Š. M. Tšhaidze [1] arvamuse järgi on selle põhjuseks asjaolu, et  $p$  saab lihtsalt määrata ja ta omab füüsikalist tähendust. Tuleb aga märkida, et mõned teised karakteristikud on samuti lihtsalt määratavad ja omavad füüsikalist sisu, kuid neid kasutatakse siiski aktinomeetrias vähe.

Põhjuseks on see, et seni on erialases kirjanduses vähe tähelepanu pööratud karakteristikute ratsionaalsuse oluliste kriteeriumide väljatöötamisele ja nende alusel karakteristikute ratsionaalse valiku küsimusele. Seepärast seatakse käesoleva töö eesmärgiks:

- 1) püstitada läbipaistvuse karakteristikute ratsionaalsuse olulised kriteeriumid;
- 2) hinnata nende järgi tähtsamaid läbipaistvuse karakteristikuid, teiste hulgas ka uusi karakteristikuid  $B$  ja  $\tau$ ;
- 3) teha mõningaid praktilisi järeldusi ja ettepanekuid läbipaistvuse karakteristikute kohta.

## 1. Atmosfääri läbipaistvuse karakteristikute ratsionaalsuse kriteeriumid

Et kiirguse selektiivsest nõrgenemisest tingituna sõltuvad karakteristikud mõningal määral massiarvust, siis käesolevas töös mõistetakse karakteristikute ratsionaalsuse all seda, kui suurel määral vaadeldav karakteristik iseloomustab atmosfääri läbipaistvust ning millisel määral see sõltub massiarvust.

Kuigi  $p$  kohta S. M. Tšhaidze poolt mainitud eelised — määramise lihtsus ja füüsikaline sisu — on tähtsad nõuded ka teiste karakteristikute suhtes, pole need veel olulised nõuded, mille järgi võiks teostada karakteristikute hindamist. Läbipaistvuse karakteristikute ratsionaalsuse olulised kriteeriumid peaksid olema väljendatud nende tegurite kaudu, mis määravad karakteristiku väärtuse. Sellisteks teguriteks on atmosfääri läbipaistvus ja massiarv. Karakteristik on seda otstarbekam, mida rohkem see muutub läbipaistvuse ja mida vähem — massiarvu muutumisega. Atmosfääri läbipaistvus muutub kiirgust nõrgendava substantsi (veeaur, tolm jm.) hulga muutumisega, mille kindlaksmääramine kogu atmosfääri ulatuses otseste mõõtmiste teel on praegu seotud suurte raskustega. Seepärast tuleb loobuda atmosfääri läbipaistvuse määramisest kiirgust nõrgendava substantsi hulga kaudu ja leida teisi meetodeid. Praktika seisukohast on sobiv määrata atmosfääri läbipaistvust selliste suuruste kaudu, mis muutuvad kiirgust nõrgendava substantsi hulga muutumisega ja on seejuures määratavad maa peal teostatud mõõtmiste kaudu. Üheks selliseks suuruseks on otsese kiirguse intensiivsus konstantse  $m$  puhul. Seepärast võib vaadeldava karakteristiku muutust läbipaistvuse suhtes asendada sama karakteristiku muutusega intensiivsuse suhtes. Läbipaistvuse mingi karakteristiku  $\pi$  muutust intensiivsuse  $S$  järgi iseloomustab avaldis  $\frac{\partial \pi}{\partial S}$ . Tuleb tähendada, et  $\frac{\partial \pi}{\partial S}$  ei ole siiski otstarbekohane suurus karakteristikute võrdlemisel tundlikkuse järgi  $S$  suhtes järgmistel kaalutlustel:

- 1) Et konstantsete  $S$  ja  $m$  väärtuste puhul on mõnedel karakteristikutel  $\left| \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|$  suurem kui teistel, siis sellest ei järgne veel paratamatult, et suurema arvulise väärtusega karakteristik muutuks konstantse massiarvu puhul relatiivselt rohkem ja oleks seega teistest tundlikum karakteristik.
- 2) Lugeses karakteristik  $\pi$  tundlikkuse mõõduks avaldist  $\frac{\partial \pi}{\partial S}$ , võiks defineerida iga karakteristiku  $\pi$  kaudu uut karakteristikut  $\Pi$ , mille  $\frac{\partial \Pi}{\partial S}$  oleks ükskõik milline meelevaldne arv. Tõepoolest, defineerides  $\Pi = c\pi$ , kus  $c$  on  $S$ -ist sõltumatu suurus, saame  $\frac{\partial \Pi}{\partial S} : \frac{\partial \pi}{\partial S} = c$ .

Nimetatud puuduste vältimiseks defineeritakse läbipaistvuse karakteristiku  $\pi$  tundlikkusena  $S$  suhtes avaldis  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S}$ , mis näitab vaadeldava karakteristiku muutumise kiirust  $S$  suhtes, arvestatuna läbipaistvuse karakteristiku ühe ühiku kohta. Nimetame avaldist  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S}$  karakteristiku  $\pi$  tundlikkuseks  $S$  suhtes. Viimane ongi üks olulistest ratsionaalsuse kriteeriumidest ja nimelt — mida suurem on  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|$  seda ratsionaalsem on karakteristik.

Karakteristiku teiseks oluliseks kriteeriumiks on tundlikkus  $m$  suhtes. Analooiliselt eelmisega defineeritakse karakteristiku  $\pi$  tundlikkusena  $m$  suhtes avaldis  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m}$ , mis näitab karakteristiku muutumise kiirust  $m$  järgi, arvestatuna läbipaistvuse karakteristiku ühe ühiku kohta. Mida väiksem on  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right|$ , seda paremaks tuleb lugeda karakteristikut.

Praktilise rakendamise seisukohalt on tähtis kolmas nõue: karakteristik olgu väikese ajakuluga arvutatav. Kui karakteristiku arvutamise eeskiri ei peaks olema lihtne, saab arvutamise hõlbustamiseks konstrueerida spetsiaalseid arvutusvahendeid, nagu lüka-teid, nomogramme.

Neljanda kriteeriumina võiks nimetada nõuet, et vaadeldav karakteristik omaks füüsikalist sisu.

Kokku võttes eespool käsitletut võib püstitada läbipaistvuse karakteristikute kohta järgmised ratsionaalsuse kriteeriumid:

- 1) karakteristiku suur tundlikkus  $S$  suhtes, mida iseloomustab avaldise  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|$  väärtus;
- 2) karakteristiku väike tundlikkus  $m$  suhtes, mida iseloomustab avaldise  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right|$  väärtus;
- 3) arvutamise lihtsus;
- 4) nõue, et karakteristik omaks füüsikalist sisu.

Nendest kaks esimest kriteeriumi, mis on olulised, saab avaldada ühe kriteeriumina, nn. karakteristiku ratsionaalsuse koefitsiendina, mida käsitletakse hiljem.

## 2. Läbipaistvuse karakteristikute tundlikkus intensiivsuse suhtes

Läbipaistvuse karakteristiku tundlikkuse määramiseks  $S$  suhtes on tarvis avaldada vaadeldav karakteristik  $S$  funktsioonina. Selleks tuleb ilmutada vaadeldav karakteristik vastavalt otsese kiirguse intensiivsuse valemist, mis sisaldab seda karakteristikut. Tulemused on esitatud tabeli nr. 1 teises veerus. Nagu neist valemeist nähtub, sisaldavad nad peale  $S$  veel suurusi  $m$ ,  $q_m$ ,  $f(m)$ ,  $M$  ja  $p_M$ ,

mis ei sõltu  $S$ -ist. Nimetatud suuruste tähendused on:  $m$  — massiarv,  $q_m$  — ideaalse atmosfääri läbipaistvuse koefitsient massiarvu  $m$  puhul,  $f(m) = \left(1 + \frac{m}{2}\right)^{\frac{1}{3}}$  — Koziki valemis esinev  $m$  funktsioon,  $M$  ja  $p_M$  — konstandid, mille tähendus selgitatakse allpool.

Kui Bouguer' läbipaistvuse koefitsiendi  $p$ , Linke sumedusteguri  $T$ , Kastrovi läbipaistvuse koefitsiendi  $c$ , Tverskoi sumedusteguri  $q$  ja Koziki läbipaistvuse karakteristik  $\beta$  avaldamine vastavast valemist on lihtne, siis mõnevõrra selgitust vajab  $B$  leidmine valemist

$$S = S_0 p_1^m m^{Bm}, \quad (1)$$

mis sisaldab kaht läbipaistvuse karakteristikut  $p_1$  ja  $B$  [2].

Toetudes Tšhaidze [1] ja Sivkovi [3] poolt läbitöötatud otsese kiirguse intensiivsuse andmeile selgub, et sama läbipaistvuse puhul on  $B$  praktiliselt  $m$ -ist sõltumatu. Kujutades erineva läbipaistvusega atmosfääri iso- $B$  jooned  $\log m$ - $\log p$  teljestikus, selgub, et iso- $B$  jooned on sirged, mis lõikuvad samas punktis koordinaatidega  $\log M = 1,848$  ja  $\log p_M = -0,009$ , kus  $M$  on lõikepunktile vastav massiarv ja  $p_M$  — läbipaistvuse koefitsient.

Silmas pidades Bouguer' valemit ja valemit (1) saame

$$p_m = p_1 m^B, \quad (2)$$

millest

$$p_1 = p_m m^{-B} \quad (3)$$

Et iso- $B$  jooned lõikuvad punktis  $(M; p_M)$ , siis

$$p_1 = p_M M^{-B} \quad (4)$$

Valemite (1) ja (4) alusel saab kirjutada

$$B = \frac{\log S - \log S_0 - m \log p_M}{m (\log m - \log M)} \quad (5)$$

Et läbipaistvuse karakteristik  $\tau$  on defineeritud valemiga

$$\tau = \frac{B}{B^*}, \quad (6)$$

kus  $B^* = 0,0188$  on ideaalsele atmosfäärile vastav  $B$ , siis

$$\tau = \frac{\log S - \log S_0 - m \log p_M}{B^* m (\log m - \log M)} \quad (7)$$

Teades karakteristikute sõltuvust  $S$ -ist, on juba lihtne leida  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S}$ ; tulemused on esitatud tabeli nr. 1 kolmandas veerus.

Parema ülevaate saamiseks on nende valemite alusel arvutatud karakteristikute  $p$ ,  $T$ ,  $q$ ,  $c$ ,  $\beta$ ,  $B$  ja  $\tau$  tundlikkused  $S$  suhtes; tulemu-



Tabel nr. 1

## Läbipaistvuse karakteristikute tundlikkuse valemid intensiivsuse suhtes

Karakteristiku nimetus	Karakteristiku sõltuvus $S$ -ist: $\pi(S)$	Karakteristiku tundlikkuse valem $S$ suhtes: $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S}$
$p$ Bouguer' läbipaistvuse koefitsient	$p = \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\frac{1}{m}}$	$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial S} = \frac{1}{mS}$
$T$ Linke sumedus-tegur	$T = \frac{1}{m \log q_m} \log \frac{S}{S_0}$	$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial S} = \frac{0.4343}{S \log \frac{S}{S_0}}$
$q$ Tverskoi sumedus-tegur	$q = \frac{1}{q_m} \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\frac{1}{m}}$	$\frac{1}{q} \frac{\partial q}{\partial S} = \frac{1}{mS}$
$c$ Kastrovi läbipaistvuse koefitsient	$c = \frac{1}{m} \left(\frac{S_0}{S} - 1\right)$	$\frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial S} = -\frac{S_0}{S(S_0 - S)}$
$\beta$ Koziki läbipaistvuse karakteristik	$\beta = \frac{1}{m} [\log S_0 - \log S + \log f(m)]$	$\frac{1}{\beta} \frac{\partial \beta}{\partial S} = -\frac{0.4343}{S \left[ \log \frac{S}{S_0} + \log f(m) \right]}$
$B$	$B = \frac{\log S - \log S_0 - m \log p_M}{m (\log m - \log M)}$	$\frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial S} = \frac{0.4343}{S (\log S - \log S_0 - m \log p_M)}$
$\tau$	$\tau = \frac{B}{B^*} = \frac{\log S - \log S_0 - m \log p_M}{B^* m (\log m - \log M)}$	$\frac{1}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial S} = \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial S} = \frac{0.4343}{S (\log S - \log S_0 - m \log p_M)}$

sed on esitatud graafikutel nr. 1—5 vastavate karakteristikute tundlikkuse isopleetidena  $S$  suhtes. Arvutamisel on  $S$  väärtused määratud valemi (1) abil, mis on väga heas kooskõlas Tšhaidze [1] ja heas kooskõlas Sivkovi [3] andmetega otsese kiirguse intensiivsuse kohta.

Arvutamise tulemused näitavad, et  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \geq 0$ . Kuna  $\pi > 0$ , siis karakteristikud, mille  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} > 0$ , kasvavad ja karakteristikud, mille  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} < 0$ , kahanevad  $S$  suurenemisel. Et konstantse  $m$  puhul  $S$  suurenemisega läbipaistvus kasvab ja sumedus väheneb, siis võib

Läbipaistvuse karakteristikute iseloomustus tundlikkuse järgi  $S$  suhtes

Karakteristiku nimetus	Karakteristiku liik	Karakteristiku varieerumise intervall	Karakteristiku kvalitatiivne hinnang
Bouguer' läbipaistvuse koefitsient $p$	läbipaistvuse karakteristik	0,169—0,960	tuim
Linke sumedustegur $T$	sumeduse karakteristik	1,45—3,18	keskmise, osalt suure tundlikkusega
Tverskoi sumedustegur $\varrho$	läbipaistvuse karakteristik	0,169—0,960	tuim
Kastrovi koefitsient $c$	sumeduse karakteristik	2,13—6,99	suure tundlikkusega
Koziki läbipaistvuse karakteristik $\beta$	sumeduse karakteristik	0,92—2,12	keskmise tundlikkusega
$B$	sumeduse karakteristik	1,510—3,531	keskmise ja osalt suure tundlikkusega
$\tau$	sumeduse karakteristik	1,510—3,531	keskmise ja osalt suure tundlikkusega

nimetada neid karakteristikuid, mille  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} > 0$ , läbipaistvuse karakteristikuteks ja teisi, mille  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} < 0$ , sumeduse karakteristikuteks.

Vaadeldes ainult  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|$  võime karakteristikud tingimisi liigitada 3 rühma:

- 1) tuimad karakteristikud, mille  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right| < 1$ ;
- 2) keskmise tundlikkusega karakteristikud, mille

$$1 \leq \left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right| < 2;$$

3) tundlikud karakteristikud, mille  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right| \geq 2$ .

Käsitletud karakteristikute lühike iseloomustus tundlikkuse järgi  $S$  suhtes on toodud tabelis nr. 2.

Esitatud andmete alusel võib järjestada karakteristikuid tundlikkuse kahanemise järgi  $S$  suhtes järgmiselt:

- 1) Kastrovi läbipaistvuse koefitsient  $c$ ,
- 2) karakteristikud  $B$  ja  $\tau$ ,
- 3) Linke sumedustegur  $T$ ,
- 4) Koziki läbipaistvuse karakteristik  $\beta$ ,
- 5) Bouguer' läbipaistvuse koefitsient  $p$  ja Tverskoi sumedustegur  $q$ .

### 3. Läbipaistvuse karakteristikute sõltuvus massiarvust

Läbipaistvuse karakteristikute tundlikkuse määramiseks  $m$ -i suhtes on tarvis need avaldada  $m$ -i funktsioonidena. See ülesanne on lihtne, kui oleks selline otsese kiirguse intensiivsuse valem, milles muutumatu läbipaistvuse puhul  $S$  sõltuks otseselt  $m$ -ist ja seejuures ei sisaldaks  $m$ -ist sõltuvaid parameetreid. Kui vaadelda otsese kiirguse intensiivsuse valemeid sellelt seisukohalt, selgub, et ainsaks valemiks, mis rahuldab nimetatud nõuet, on valem (1). Olgu tähendatud, et selle eelised, võrreldes intensiivsuse teiste valemitega, on järgmised:

- 1) on tegelikult mõõdetud intensiivsusega paremas kooskõlas kui teised valemid;
- 2) läbipaistvuse karakteristik  $B$  on praktiliselt  $m$ -ist sõltumatu;
- 3) atmosfääri muutumatu läbipaistvuse puhul on  $p_1$  ja  $B$  teineteisega valemi (4) kaudu üheselt seotud.

Kasutades otsese kiirguse intensiivsuse valemit, mis sisaldab vaadeldavat karakteristikut ja valemit (1), saame avaldada karakteristik  $m$  funktsioonina. Selleks on tarvis vastavas intensiivsuse valemis  $S$  asendada valemi (1) kaudu määratud intensiivsusega ja see lahendada vaadeldava karakteristik  $m$  suhtes. Mis puutub läbipaistvuse karakteristikutesse  $B$  ja  $\tau$ , siis need sõltuvad niivõrd vähe  $m$ -ist, et neid võib lugeda praktiliselt konstantseteks:

$$\left. \begin{aligned} B(m) &= \text{const.} \\ \tau(m) &= \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Tulemused on esitatud pärast lihtsaid teisendusi tabeli nr. 3 teises veerus. Neid valemiteid on kontrollitud Tšhaidze ja Sivkovi poolt kriitiliselt läbitöötatud intensiivsuste andmetega sama läbipaistvuse puhul ja leitud, et tabelis nr. 3 toodud valemid on heas kooskõlas tegelikkusega. Selle tõenduseks esitame tabelis nr. 4 Tšhaidze ja tabelis nr. 5 Sivkovi poolt mõõtmistest määratud ja valemi (2) järgi arvutatud läbipaistvuse koefitsiendi vahed  $\Delta p$ . Tabelist nr. 5 nähtub, et sõltumata atmosfääri läbipaistvusest on

Tabel nr. 3

## Läbipaistvuse karakteristikute tundlikkuse valemid massiarvu suhtes

Karakteristiku nimetus	Karakteristiku sõltuvus $m$ -ist: $\pi(m)$	Karakteristiku tundlikkuse valem $m$ suhtes: $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m}$
$p$ Bouguer' läbipaistvuse koefitsient	$p = p_1 m^B$	$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial m} = \frac{B}{m}$
$T$ Linke sumedus-tegur	$T = \frac{\log p_1 + B \log m}{\log q_1 + B^* \log m}$	$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial m} = \frac{0.4343}{m} \frac{B \log q_1 - B^* \log p_1}{(\log q_1 + B^* \log m)(\log p_1 + B \log m)}$
$\varrho$ Tverskoi sumedus-tegur	$\varrho = \varrho_1 m^{B-B^*}$	$\frac{1}{\varrho} \frac{\partial \varrho}{\partial m} = \frac{B-B^*}{m}$
$c$ Kastrovi läbipaistvuse koefitsient	$c = \frac{1}{m} \left( \frac{1}{p_1^m m^{Bm}} - 1 \right)$	$\frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial m} = \frac{\frac{1}{m} \frac{S}{S_0} - \left[ \ln p_1 + B(\ln m + 1) + \frac{1}{m} \right]}{1 - \frac{S}{S_0}}$
$\beta$ Koziki läbipaistvuse karakteristik	$\beta = \frac{1}{m} \log \frac{\left(1 + \frac{m}{2}\right)^{\frac{1}{3}}}{p_1^m m^{Bm}}$	$\frac{1}{\beta} \frac{\partial \beta}{\partial m} = \frac{0.4343 \left[ \frac{1}{3(2+m)} - \left\{ \frac{2.3026 \log \left(1 + \frac{m}{2}\right)}{3m} + B \right\} \right]}{\frac{1}{3} \log \left(1 + \frac{m}{2}\right) - \log \frac{S}{S_0}}$
$B$	$B(m) = \text{const}$	$\frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial m} = 0$
$\tau$	$\tau(m) = \text{const}$	$\frac{1}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial m} = 0$

$\Delta p$  väärtused  $m = 1$  puhul süstemaatiliselt suuremad. Selle põhjuseks on asjaolu, et Sivkov on määranud  $p_1$  väärtused interpolatsiooni teel leitud  $S_1$  väärtuste kaudu. Viimane aga sõltub interpolatsiooni meetodist ja lähteandmeist. Et Sivkovi määratud  $p_1$  väärtused on liialdatult suured, kinnitavad järgmised faktid:

- 1) Tšhaidze poolt vahetult mõõtmiste järgi määratud  $p_1$  väärtused on täielikus kooskõlas valemiga (2) kaudu arvutatud  $p_1$  väärtustega (vt. tabel nr. 4);
- 2) tabelist nr. 5 nähtub, et need  $p$  väärtused, mis on määratud

Tabel nr. 4

Tšhaidze andmete ja valemi (2) järgi määratud läbipaistvuse  
koefitsientide vahed ( $\Delta p = p_{Tš.} - p_{val.}$ )

$m \backslash p_2$	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
0.831	-0,001	0,001	0,000	-0,001	-0,001	0,001	0,000
0.804	0,000	0,000	0,000	0,001	0,000	0,000	0,000
0.779	0,000	0,000	-0,001	0,000	0,000	0,000	0,000
0.753	0,000	0,000	0,000	-0,001	0,001	-0,001	0,001

Tabel nr. 5

Sivkovi (8 akt. jaama) andmete ja valemi (2) järgi määratud  
läbipaistvuse koefitsientide vahed ( $\Delta p = p_{Siv.} - p_{val.}$ )

$p_2$	$m$						
	1	1,5	2	3	4	5	8
0,60	+0,008	-0,003	-0,005	+0,005	+0,004	-0,001	-0,001
0,65	+0,012	+0,002	-0,003	0,000	+0,002	-0,001	-0,004
0,70	+0,008	-0,002	-0,003	0,000	+0,002	-0,001	-0,002
0,75	+0,006	-0,003	-0,001	0,000	+0,002	+0,001	-0,001
0,80	+0,006	-0,002	0,000	-0,001	+0,003	-0,001	-0,001
0,85	+0,007	-0,003	-0,001	+0,001	+0,001	-0,001	-0,001

mõõtmistest saadud  $S$  kaudu ( $m \geq 1,5$ ), ei erine valemi (2) abil arvutatud  $p$  väärtustest mitte rohkem kui  $\pm 0,005$  võrra; seevastu aga Sivkovi poolt leitud  $p_1$  väärtused on valemi (2) kaudu arvutatud  $p_1$  väärtustest süstemaatiliselt vähemalt  $+0,006$  võrra suuremad.

- 3) P. N. Tverskoi meetodil massiarvule  $m = 1$  taandatud  $p_1$  väärtused hea läbipaistvusega atmosfääri puhul ühtivad valemi (2) järgi taandatud  $p_1$  väärtustega; erinevus on  $\pm 0,001$ .
- 4) V. G. Kastrovi poolt ideaalse atmosfääri jaoks tuletatud läbipaistvuse koefitsiendi taandusvalem

$$q_m = q_1 m^{0,018} \quad (9)$$

on analoogiline valemiga (2); erinevus seisneb selles, et valemis (2) on astmenäitaja täpsem  $-0,0188$ .

#### 4. Läbipaistvuse karakteristikute tundlikkus massiarvu suhtes

Kasutades tabelis nr. 3 toodud valemeid, mis väljendavad läbipaistvuse karakteristikute sõltuvust  $m$ -ist sama läbipaistvuse puhul,

on juba lihtne leida avaldist  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m}$  Karakteristikute tundlikkuse valemid  $m$  suhtes on esitatud sama tabeli viimases veerus.

Parema ülevaate saamiseks on nimetatud valemite järgi arvutatud  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m}$  arvulised väärtused massiarvude  $m = 1-8$  ja läbipaistvuse  $p_2 = 0,60-0,85$  jaoks, kusjuures kasutati samu  $S$  väärtusi, mida kasutati  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S}$  arvutamisel. Tulemused on kujutatud graafikutel nr. 6—10 vastavate karakteristikute tundlikkuse isopleetidena.

Esitatud andmed võimaldavad teha mõningaid järeldusi ja piiritleda tarvilikke mõisteid karakteristikute iseloomustamisel tundlikkuse järgi  $m$  suhtes. Need on:

- 1) Karakteristikute tundlikkus  $m$  suhtes sõltub atmosfääri läbipaistvusest ja päikese kõrgusest. Ainult Kastrovi läbipaistvuse koefitsient  $c$  teatud massiarvu ja läbipaistvuse puhul ning uued karakteristikud  $B$  ja  $\tau$  ei sõltu massiarvust.
- 2) Karakteristiku tundlikkus  $m$  suhtes võib olla positiivne, negatiivne ja null. Esimesel juhul karakteristik kasvab, teisel — kahaneb ja kolmandal — jääb konstantseks massiarvu kasvamisel sama läbipaistvuse puhul. Vastavalt sellele võib karakteristikuid liigitada tundlikkuse järgi  $m$  suhtes järgmiselt:

a) kasvavad karakteristikud, mille  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} > 0$ ;

b) konstantsed „ „  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} = 0$ ;

c) kahanevad „ „  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} < 0$ ;

d) vahelduvad „ „  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m}$  märk vaheldub.

- 3) Tundlikkuse absoluutse väärtuse järgi  $m$  suhtes võib karakteristikuid liigitada järgmiselt:

a)  $m$  suhtes tundlikud karakteristikud, mille  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right| \geq 0,1$ ;

b)  $m$  suhtes keskmise tundlikkusega karakteristikud, mille  $0,01 \leq \left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right| < 0,1$ ;

c)  $m$  suhtes tuimad karakteristikud, mille  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right| \leq 0,01$ .

Esitatud tundlikkuse piirid on meelevaldsed ja loodud seepärast, et täita lünka sel alal.

Lühike ja ülevaatic iseloomustus käsitletud karakteristikute tundlikkuse kohta  $m$  suhtes on esitatud tabelis nr. 6.

Tabelis toodud kvalitatiivne hinnang karakteristikute tundlikkuse kohta  $m$  suhtes on antud tundlikkuse järgi, mida omab vastav karakteristik keskmise läbipaistvuse  $p_2 = 0,75$  ja  $m = 2$  puhul.

Ülevaade läbipaistvuse karakteristikute tundlikkuse kohta  $m$  suhtes.

Karakteristik	Karakteristiku liik	$\left  \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right $ varieerumise intervall	Karakteristiku kvalitatiivne hinnang
$p$	kasvav	0,005—0,135	keskmine
$T$	kahanev	0,008—0,038	keskmine
$\varrho$	kasvav	0,003—0,144	keskmine
$c$	vahelduv	0,000—0,124	tuim
$\beta$	kahanev	0,052—0,217	tundlik
$B$	konstantne	—	$m$ -ist sõltumatu
$\tau$	konstantne	—	$m$ -ist sõltumatu

Lähtudes esitatud andmetest saame käsitletud karakteristikuid järjestada tundlikkuse kasvamise järgi  $m$  suhtes järgmiselt:

- 1) karakteristikud  $B$  ja  $\tau$ ,
- 2) Kastrovi läbipaistvuse koefitsient  $c$ ,
- 3) Linke sumedustegur  $T$ ,
- 4) Tverskoi sumedustegur  $\varrho$ ,
- 5) Bouguer' läbipaistvuse koefitsient  $p$ ,
- 6) Koziki läbipaistvuse karakteristik  $\beta$ .

### 5. Atmosfääri läbipaistvuse karakteristikute ratsionaalsest valikust

Eespool käsitleti läbipaistvuse karakteristikute tundlikkust  $S$  ja  $m$  suhtes. On loomulik lugeda karakteristikut seda ratsionaalsemaks, mida suurem on tema tundlikkus  $S$  suhtes ja mida väiksem  $m$  suhtes. Kui aga võrrelda karakteristikute järjestust kahaneva tundlikkuse järgi  $S$  suhtes ja kasvava tundlikkuse järgi  $m$  suhtes, selgub, et need erinevad teineteisest.

Et hinnata läbipaistvuse karakteristikuid mõlemate tundlikkuste  $S$  ja  $m$  järgi korraga, on defineeritud uue suurusena nn. läbipaistvuse karakteristiku ratsionaalsuse koefitsient  $r_\pi$  järgmiselt:

$$r_\pi = \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} : \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \quad (10)$$

Sellest valemist nähtub, et ratsionaalsuse koefitsient  $r_\pi$  näitab, mitu korda ületab karakteristiku tundlikkus  $S$  suhtes sama karakteristiku tundlikkuse  $m$  suhtes.

On arusaadav, et mida suurem on  $r_\pi$ , seda ratsionaalsem on vaadeldav karakteristik.

Olenevalt  $\frac{\partial \pi}{\partial S}$  ja  $\frac{\partial \pi}{\partial m}$  märkidest on:

- 1)  $r_\pi > 0$ , kui  $\frac{\partial \pi}{\partial S}$  ja  $\frac{\partial \pi}{\partial m}$  on sama märgiga, ja
- 2)  $r_\pi < 0$ , kui  $\frac{\partial \pi}{\partial S}$  ja  $\frac{\partial \pi}{\partial m}$  on erinevate märkidega.

Läbipaistvuse karakteristikute ratsionaalsuse kvalitatiivsel hindamisel nimetatakse karakteristikut kokkuleppeliselt:

- 1) halvaks, kui  $|r_\pi| < 10$ ;
- 2) keskmiseks, kui  $10 \leq |r_\pi| < 100$ ;
- 3) heaks, kui  $100 \leq |r_\pi| < 1000$ ;
- 4) väga heaks, kui  $|r_\pi| \geq 1000$ .

Lähtudes  $r_\pi$  definitsioonist ja karakteristikute tundlikkuse valemist (tabelites nr. 1 ja 3) ning valemitest (1) ja (2), saab tuledata karakteristikute  $p$ ,  $T$ ,  $q$ ,  $c$  ja  $\beta$  ratsionaalsuse koefitsientide valemid.

Tulemused on esitatud tabelis nr. 7.

Tabel nr. 7

**Läbipaistvuse karakteristikute ratsionaalsuse koefitsientide valemid**

Karakteristiku nimetus	Ratsionaalsuse koefitsientide valemid: $r_\pi$
$p$ Bouguer' läbipaistvuse koefitsient	$r_p = \frac{1}{BS}$
$T$ Linke sumedustegur	$r_T = \frac{\log q_m}{S(B \log q_1 - B^* \log p_1)}$
$q$ Tverskoi sumedustegur	$r_q = \frac{1}{(B - B^*)S}$
$c$ Kastrovi läbipaistvuse koefitsient	$r_c = \frac{m}{S} \frac{1}{\ln \frac{S}{S_0} + Bm + 1 - \frac{S}{S_0}}$
$\beta$ Koziki läbipaistvuse karakteristik	$r_\beta = \frac{1}{S \left[ B + \frac{\ln \left( 1 + \frac{m}{2} \right)}{3m} - \frac{1}{3(2+m)} \right]}$
$B$	$r_B \rightarrow \infty$
$\tau$	$r_\tau \rightarrow \infty$



Nende valemite järgi on arvutatud  $r_p$ ,  $r_T$ ,  $r_\rho$ ,  $r_c$  ja  $r_\beta$  väärtused massiarvude  $m = 1; 1,5; 2; 3; 4; 5; 6; 7$  ja  $8$  ning läbipaistvuse  $p_2 = 0,60; 0,65; 0,70; 0,75; 0,80$  ja  $0,85$  jaoks ning esitatud graafikutel nr. 11—15 ratsionaalsuse koefitsientide isopleetidena. Arvutused on läbi viidud samade  $S_m$  väärtuste järgi, mida kasutati eespool koefitsientide tundlikkuste arvutamisel  $S$  ja  $m$  suhtes.

Esitatud andmeist nähtub, et karakteristikute ratsionaalsuse koefitsient sõltub atmosfääri läbipaistvusest ja massiarvust. Et see sõltuvus on igal läbipaistvuse karakteristikul omapärane, siis isoleerustame kasutatavaid karakteristikuid üksikult.

1) Bouguer' läbipaistvuse koefitsiendi  $p$  ratsionaalsuse koefitsient  $r_p$  muutub 7—48. Üldiselt kuulub  $p$  ratsionaalsuse poolest keskmiste läbipaistvuse karakteristikute hulka, välja arvatud väikesed massiarvud ( $m < 2$ ) keskmise ja halva läbipaistvusega ( $p_2 < 0,75$ ) atmosfääris; sel korral on  $p$  halb läbipaistvuse karakteristik ( $r_p < 10$ ). Edasi selgub, et massiarvu kasvamisel suureneb ka ratsionaalsuse koefitsient, kusjuures halva läbipaistvuse puhul kasvamine on suurem kui hea läbipaistvuse puhul.

2) Linke sumedusteguri  $T$  ratsionaalsuse koefitsient  $r_T$  muutub piirides 43—183. Minimaalne  $r_T = 43$  esineb halva läbipaistvusega atmosfääris väikese massiarvu ( $m = 1$ ) korral; massiarvu kasvamisel suureneb  $r_T$  igasuguse läbipaistvuse puhul.  $T$  tuleb lugeda väikeste  $m$ -ide puhul ( $m < 3$ ) ning keskmise ja halva läbipaistvuse ( $p_2 < 0,80$ ) korral keskmiste, ülejäänud juhtudel aga heade läbipaistvuse karakteristikute hulka.

3) Tverskoi sumedusteguri  $\rho$  ratsionaalsuse koefitsient  $r_\rho$  varieerub 8—56, olles seega Bouguer' läbipaistvuse koefitsiendist mõnevõrra ratsionaalsem. Võrreldes  $r_\rho$  ja  $r_p$  isopleete selgub, et esimesed on nihutatud pisut väiksemate massiarvude poole; muidu on mõlemate karakteristikute isopleedid analoogilised.

4) Kastrovi läbipaistvuse koefitsiendi  $c$  ratsionaalsuse koefitsient  $r_c$  muutub 28 kuni  $\infty$ . Väiksemad  $r_c$  väärtused esinevad ühelt poolt väga hea läbipaistvusega atmosfääris väikeste massiarvude ja teiselt poolt halva läbipaistvuse puhul keskmiste massiarvude ( $m = 2 - 4$ ) juures; neil tingimustel on  $c$  keskmise headusega karakteristik. On huvitav märkida, et  $c$  on ainus karakteristik, mille ratsionaalsuse koefitsient teatud läbipaistvuse ja massiarvu puhul on lõpmatu suur. Nagu nähtub graafikult nr. 14, algab  $\infty$ -isopleet  $m = 1$  ja  $p_2 = 0,61$  juurest ning kulgeb massiarvu ja läbipaistvuse kasvamisel edasi tõusva kõverana, mis sarnaneb mõnevõrra ruutparabooli kaarega. Üldiselt võib öelda, et  $c$  on ratsionaalne läbipaistvuse karakteristik suuremate massiarvude juures igasuguse läbipaistvuse puhul, väiksemate massiarvude juures aga halva läbipaistvuse puhul.

5) Mis puutub karakteristikute  $B$  ja  $\tau$  ratsionaalsuse koefitsientidesse, siis need on lõpmatu suured, sest  $B$  ja  $\tau$  on praktiliselt  $m$ -ist sõltumatud läbipaistvuse karakteristikud.

Kokkuvõtliku ülevaate käsitletud läbipaistvuse karakteristikute ratsionaalsuse koefitsientide kohta pakub tabel nr. 8, milles on toodud andmeid  $r_n$  varieerumise intervalli ja antud kvalitatiivne hinnang karakteristikute kohta. Viimane on teostatud keskmise läbipaistvuse ( $p_2 = 0,70 - 0,75$ ) ja keskmise massiarvu ( $m = 2 - 3$ ) puhul esinevate  $r_n$  väärtuste järgi.

Tabel nr. 8

Ülevaade läbipaistvuse karakteristikute ratsionaalsuse koefitsientide kohta

Karakteristik	Ratsionaalsuse koefitsiendi varieerumise intervall	Karakteristiku kvalitatiivne hinnang
$p$	7—48	keskmine
$T$	43—103	keskmine ja osalt hea
$\varrho$	8—56	keskmine
$c$	28— $\infty$	hea ja osalt väga hea
$\beta$	6—38	halb
$B$	—	väga hea
$\tau$	—	väga hea

Ratsionaalsuse koefitsiendi kahanemise järgi saame läbipaistvuse karakteristikuid järjestada järgmiselt:

- 1) läbipaistvuse karakteristikud  $B$  ja  $\tau$ ,
- 2) Kastrovi läbipaistvuse koefitsient  $c$ ,
- 3) Linke sumedustegur  $T$ ,
- 4) Tverskoi sumedustegur  $\varrho$ ,
- 5) Bouguer' läbipaistvuse koefitsient  $p$ ,
- 6) Koziki läbipaistvuse karakteristik  $\beta$ .

## 6. Järeldusi ja ettepanekuid

Töö tulemuste alusel võib teha järgmisi praktilise tähtsusega järeldusi.

- 1) Aktinomeetrias seni laialdaselt kasutatav Bouguer' läbipaistvuse koefitsient  $p$  on ratsionaalsuse poolest üks halvemaid karakteristikuid; temast väiksema ratsionaalsuse koefitsiendiga on Koziki läbipaistvuse karakteristik  $\beta$ .
- 2) Tunduvalt suurema ratsionaalsuse koefitsiendiga on Linke sumedustegur  $T$  ja Kastrovi läbipaistvuse koefitsient  $c$ . Viimane on teatud massiarvude ja läbipaistvuste puhul  $m$ -ist sõltumatu karakteristik.
- 3) Uued läbipaistvuse karakteristikud  $B$  ja  $\tau$  sõltuvad tunduvalt vähem  $m$ -ist kui teised; neid võib lugeda praktiliselt  $m$  suhtes konstantseteks. Sellele tulemusele on jõutud Sivkovi ja Tšhaidze poolt antud otsese kiirguse keskmiste intensiivsuste põhjal sama läbipaistvusega atmosfääri puhul.

Silmas pidades neid järeldusi võib soovitada, et edaspidi kasutatakse atmosfääri läbipaistvuse iseloomustamisel uusi karakteristikuid  $B$  või  $\tau$ .

Et seni on kasutatud atmosfääri läbipaistvuse iseloomustamisel peamiselt läbipaistvuse koefitsienti  $p$ , siis üleminek uutele karakteristikutele  $B$  ja  $\tau$  võib toimuda:

- 1) autori poolt konstrueeritud spetsiaalse nomogrammi või
- 2) valemite

$$B = \frac{\log p_m - \log p_M}{\log m - \log M} \quad (10)$$

ja

$$\tau = \frac{\log p_m - \log p_M}{B^*(\log m - \log M)} \quad (11)$$

abil.

Analoogilised ülemineku valemid saab tuletada ka teiste karakteristikute kohta.

Läbipaistvuse karakteristikuid  $B$  või  $\tau$  on otstarbekohane kasutada küsimuste lahendamisel, mis on seotud atmosfääri läbipaistvusega. Sellistest võiks mainida tähtsamatena atmosfääri läbipaistvuse päevase ja aastase käigu, otsese kiirgusega võimaliku päevasumma, õhumasside identifitseerimise ja rida teisi küsimusi.

### Kokkuvõte

Praegu, mil aktinomeetrias kasutatakse atmosfääri läbipaistvuse iseloomustamiseks rida kvantitatiivseid karakteristikuid, on kerkinud üles karakteristikute ratsionaalse valiku küsimus. Et seni aktinomeetrias puuduvad olulised kriteeriumid, mille järgi võiks teostada karakteristikute ratsionaalset valikut, püstitatakse käesolevas töös läbipaistvuse karakteristikute kohta järgmised ratsionaalsuse kriteeriumid:

- 1) suur tundlikkus intensiivsuse  $S$  suhtes, mida iseloomustab

$$\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|;$$

- 2) väike tundlikkus massiarvu  $m$  suhtes, mida iseloomustab

$$\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right|;$$

- 3) arvutamise lihtsus;

- 4) füüsikalise tähenduse omamine.

$\tau$  tähendab siin läbipaistvuse mingit karakteristikut.

Kahe esimese kui olulise kriteeriumi kaudu on defineeritud karakteristiku ratsionaalsuse koefitsient

$$r_\tau = \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} : \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m}$$

Nimetatud kriteeriumide järgi on hinnatud Bouguer' läbipaistvuse koefitsienti  $p$ , Linke sumedustegurit  $T$ , Tverskoi sumedustegurit  $\varrho$ , Kastrovi läbipaistvuse koefitsienti  $c$ , Koziki läbipaistvuse karakteristikut  $\beta$  ja autori poolt esitatud uusi karakteristikuid  $B$  ja  $\tau$ .

$\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|$  kahanemise järgi kujuneb karakteristikute järjestus järgmiseks: 1)  $c$ ; 2)  $B$  ja  $\tau$ ; 3)  $T$ ; 4)  $\beta$ ; 5)  $p$  ja 6)  $\varrho$ .

$\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right|$  kasvamise järgi on karakteristikute järjestus järgmine: 1)  $B$  ja  $\tau$ ; 2)  $c$ ; 3)  $T$ ; 4)  $\varrho$ ; 5)  $p$ ; 6)  $\beta$ .

Ratsionaalsuse koefitsiendi  $r_\pi$  kasvamise järgi on karakteristikute järjestus: 1)  $B$  ja  $\tau$ ; 2)  $c$ ; 3)  $T$ ; 4)  $\varrho$ ; 5)  $p$  ja 6)  $\beta$ .

Töö tulemusena tehakse järgmised järeldused ja ettepanekud:

1) nimetada karakteristikuid, mille

a)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} > 0$  läbipaistvuse karakteristikuteks,

b)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} < 0$  sumeduse karakteristikuteks,

c)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} > 0$  kasvavateks karakteristikuteks,

d)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} = 0$  konstantseteks karakteristikuteks,

e)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} < 0$  kahanevateks karakteristikuteks,

f)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \equiv 0$  vahelduvateks karakteristikuteks;

2) laialt kasutatav karakteristik  $p$  oma suure tundlikkuse tõttu  $m$  suhtes on väikese ratsionaalsuse koefitsiendiga ja seetõttu on ta ebaotstarbekohane läbipaistvuse koefitsient;

3) märksa paremad läbipaistvuse karakteristikud on  $T$  ja  $c$ , eriti viimane, mis teatud  $m$  ja läbipaistvuse puhul ei sõltu  $m$ -ist;

4) karakteristikud  $B$  või  $\tau$  on praktiliselt  $m$ -ist sõltumatud ja seepärast

5) soovitatakse edaspidi kasutada atmosfääri läbipaistvuse isoleerimustamisel karakteristikuid  $B$  või  $\tau$ .

Et senini on aktinomeetrias kõige rohkem juurdunud  $p$ , siis üleminekuks uutele karakteristikutele  $B$  ja  $\tau$  soovitatakse:

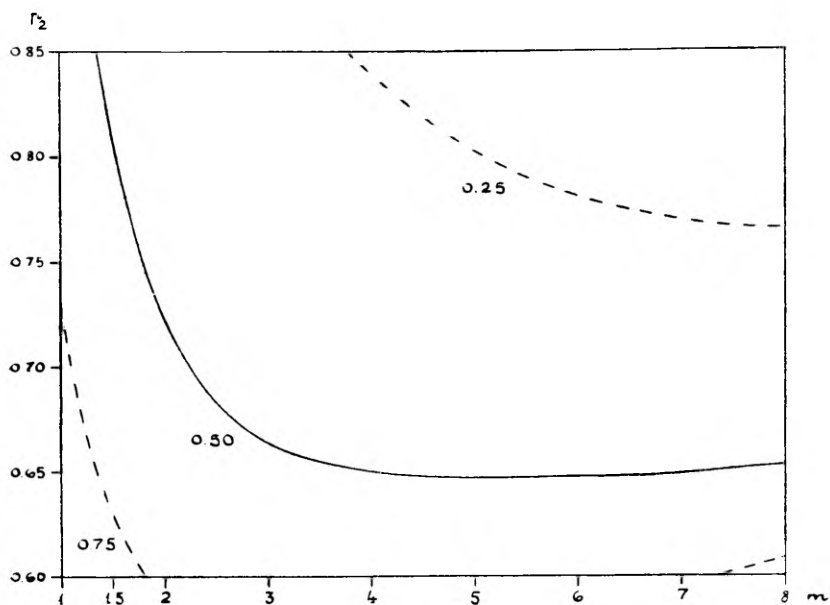
1) autori poolt konstrueeritud spetsiaalset nomogrammi või

2) valemeid (10) ja (11).

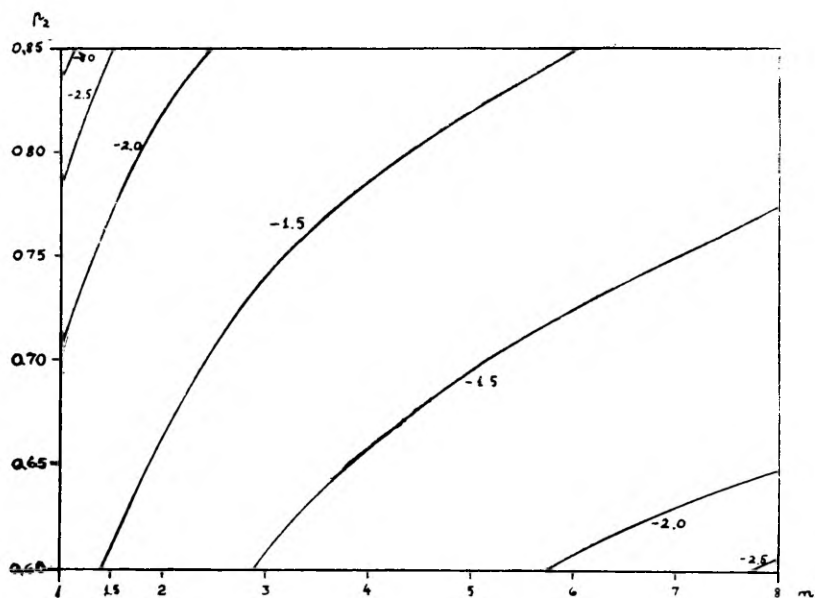
Neis valemis  $\log M = 1,848$  ja  $\log p_M = -0,009$ .

## KIRJANDUS

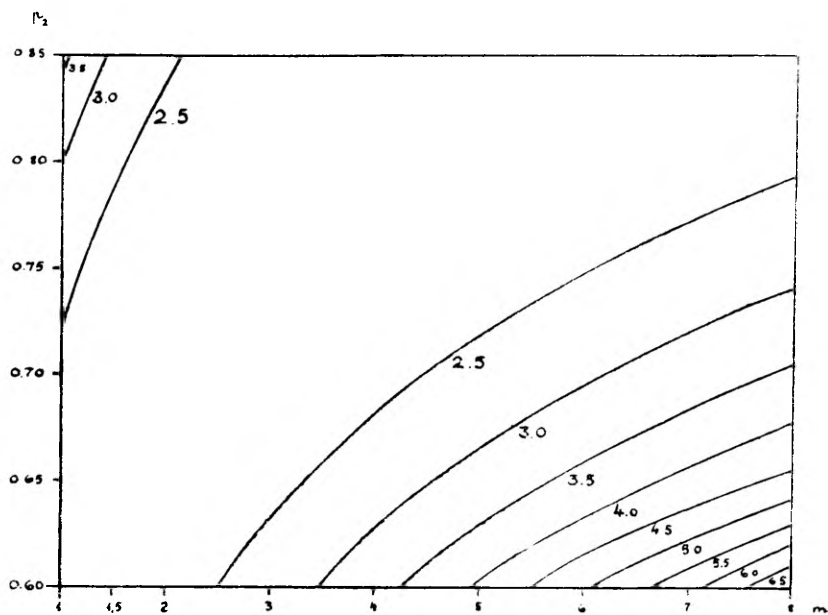
1. Ч х а н д з е, Ш. М. К вопросу о приведении коэффициентов прозрачности атмосферы к единичной массе. Изв. АН СССР, № 6, 1952.
2. M ü r k, H. J. Päikese otsese integraalse kiirguse intensiivsuse valemite üldistamise katsest. Vt. samas numbris.
3. С и в к о в, С. И. Общий метод приведения интенсивности солнечной радиации к определенному числу масс атмосферы. Труды ГГО, № 14 (76), 1949.



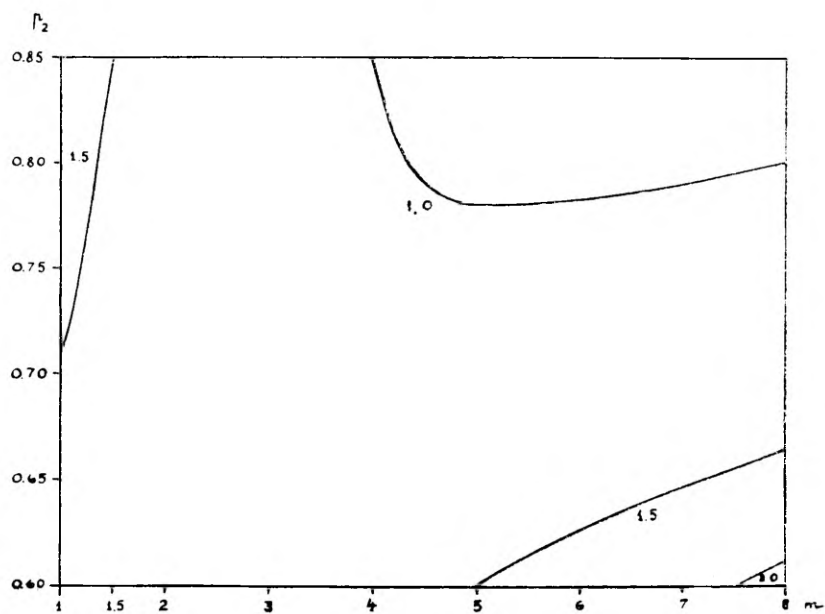
Graafik nr. 1.  $\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial S}$  ja  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S}$  isopleetid.



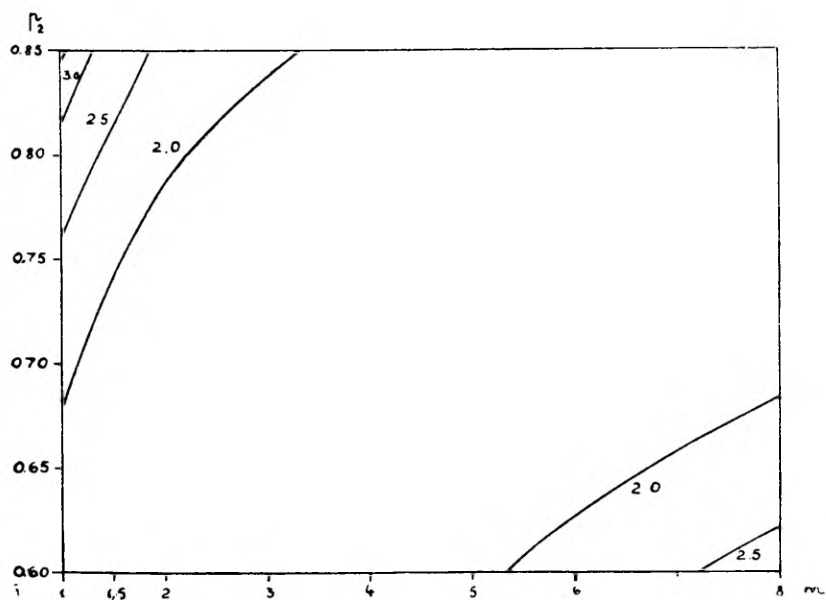
Graafik nr. 2.  $\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial S}$  isopleetid.



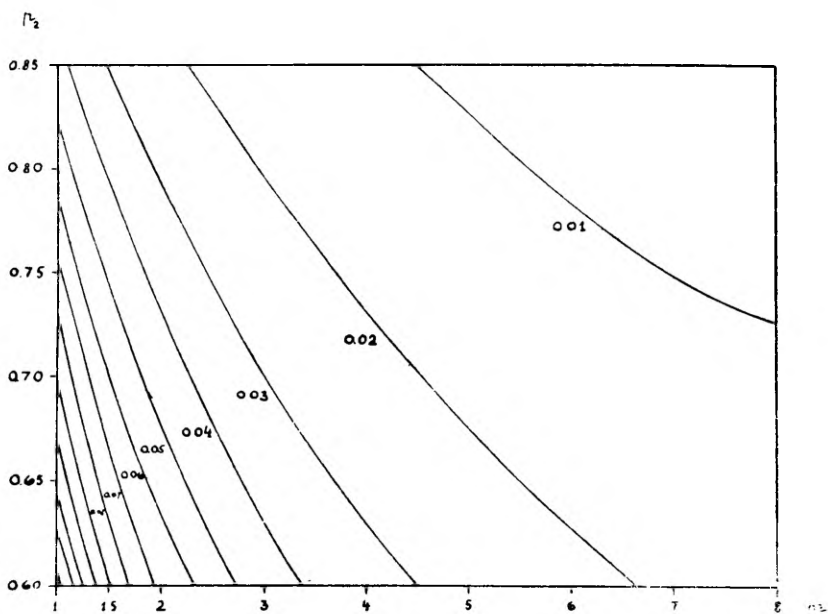
Graafik nr. 3.  $\frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial S}$  isopleetid.



Graafik nr. 4.  $\frac{1}{\beta} \frac{\partial \beta}{\partial S}$  isopleetid.

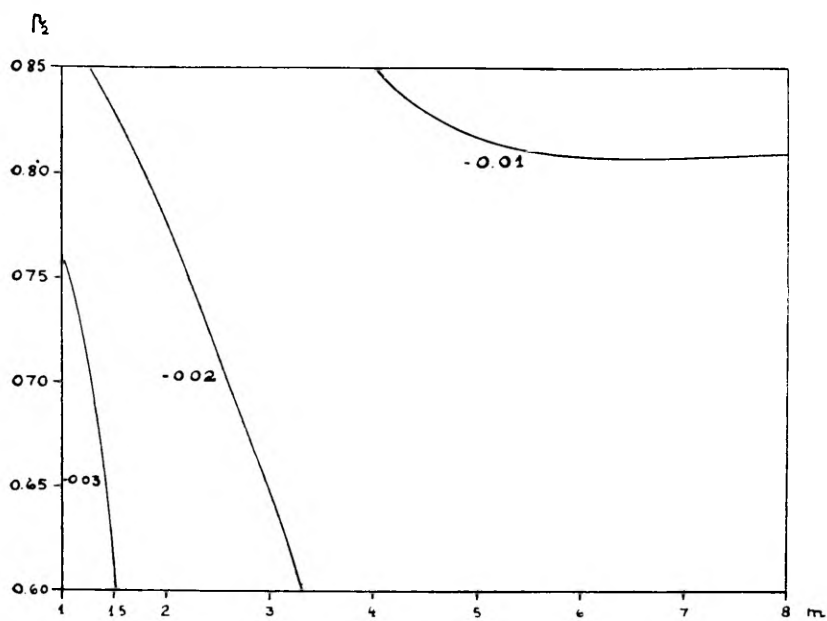


Graafik nr. 5.  $\frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial S} = \frac{1}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial S}$  isopleetid.

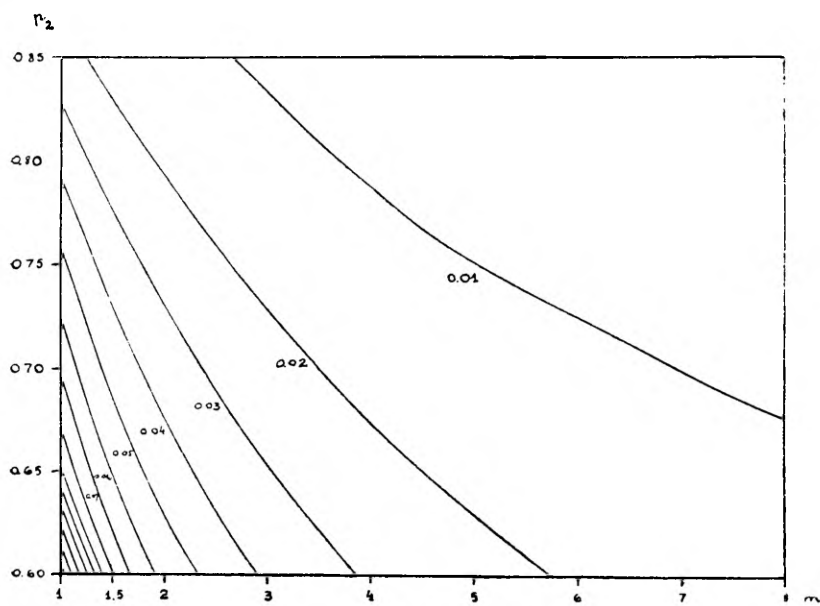


Graafik nr. 6.  $\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial m}$  isopleetid.

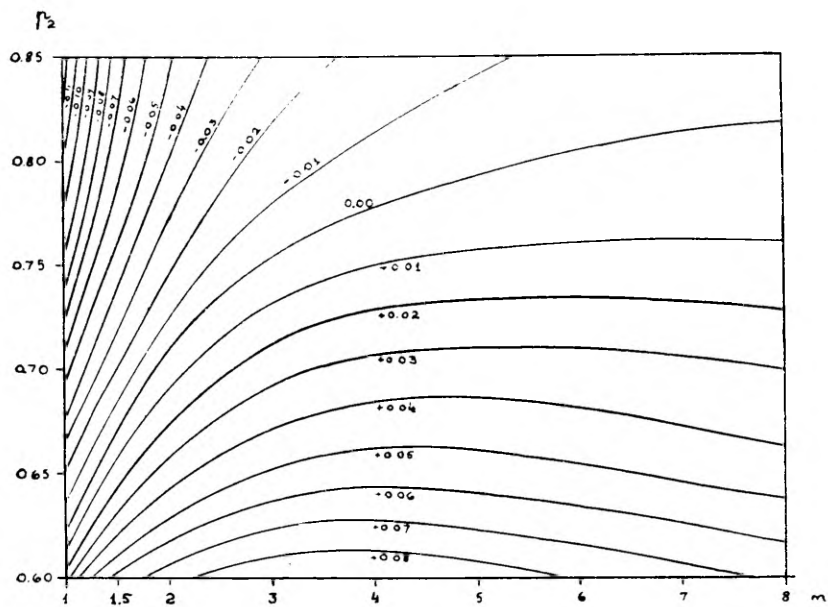




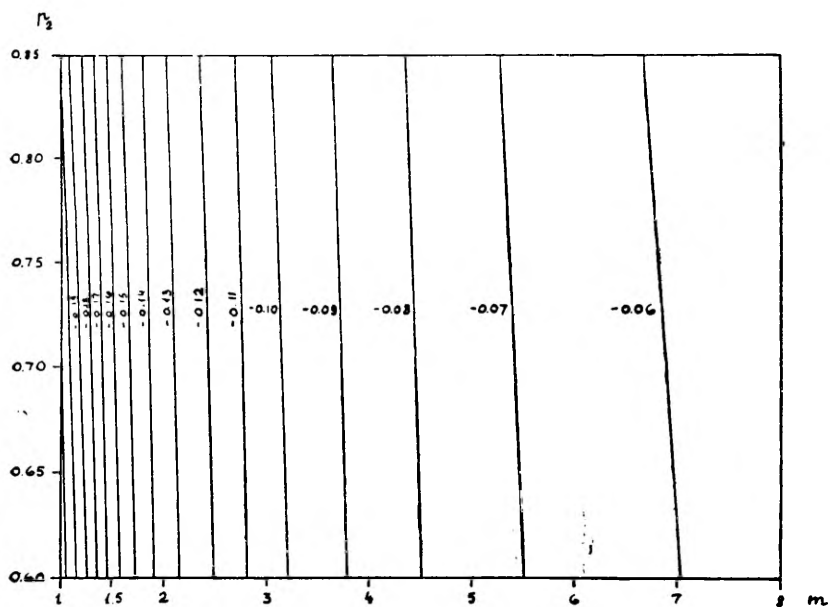
Graafik nr. 7.  $\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial m}$  isopleetid.



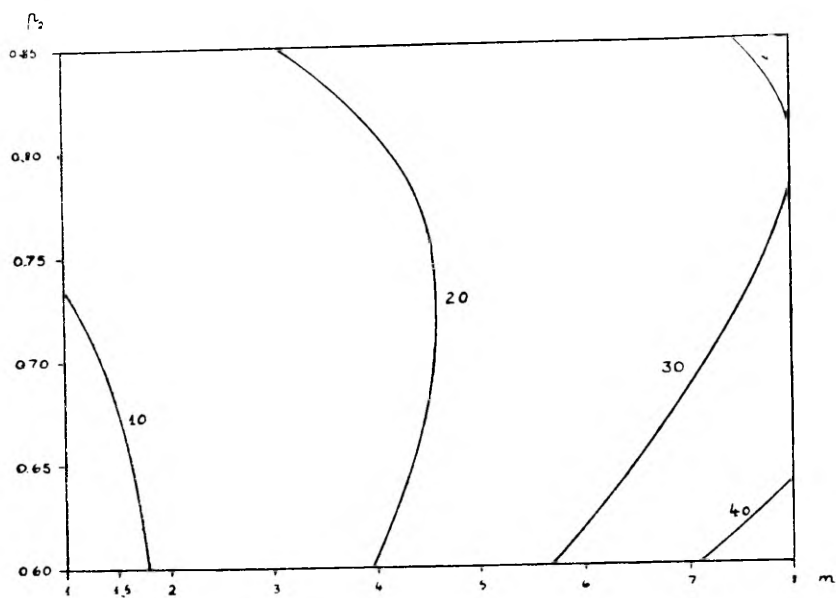
Graafik nr. 8.  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial m}$  isopleetid.



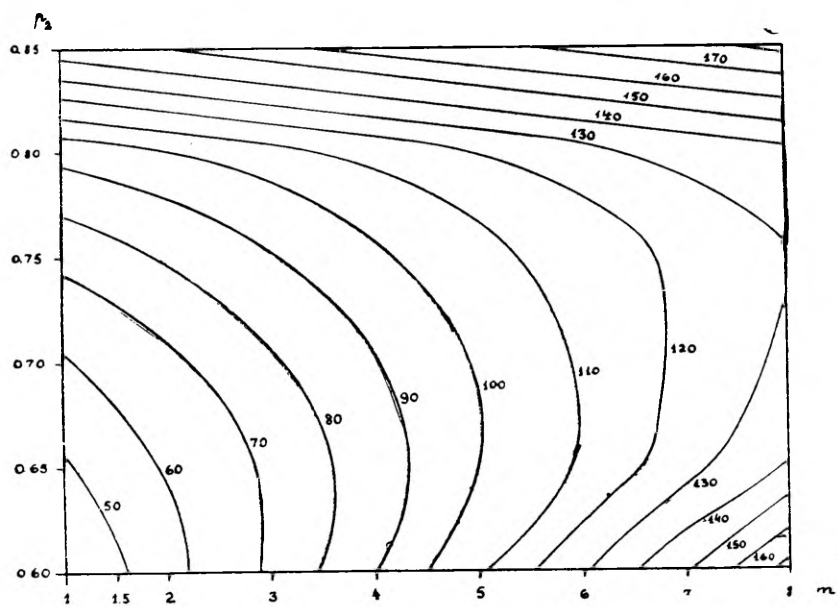
Graafik nr. 9.  $\frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial m}$  isopleetid.



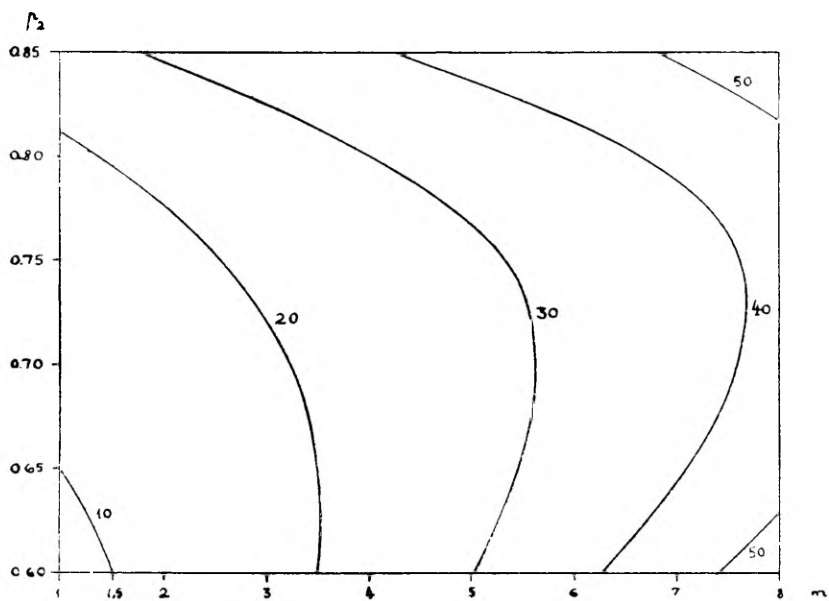
Graafik nr. 10.  $\frac{1}{\beta} \frac{\partial \beta}{\partial m}$  isopleetid.



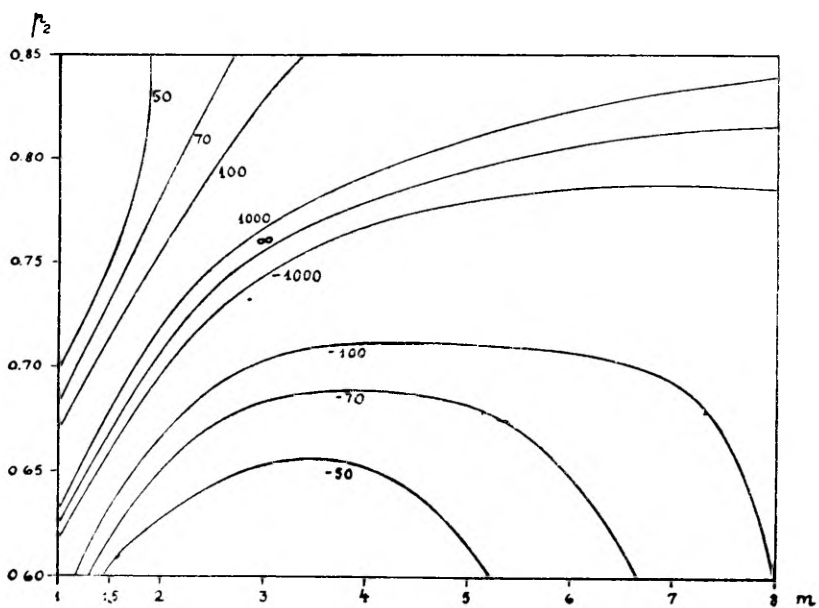
Graafik nr. 11.  $r_p$  isopleedid.



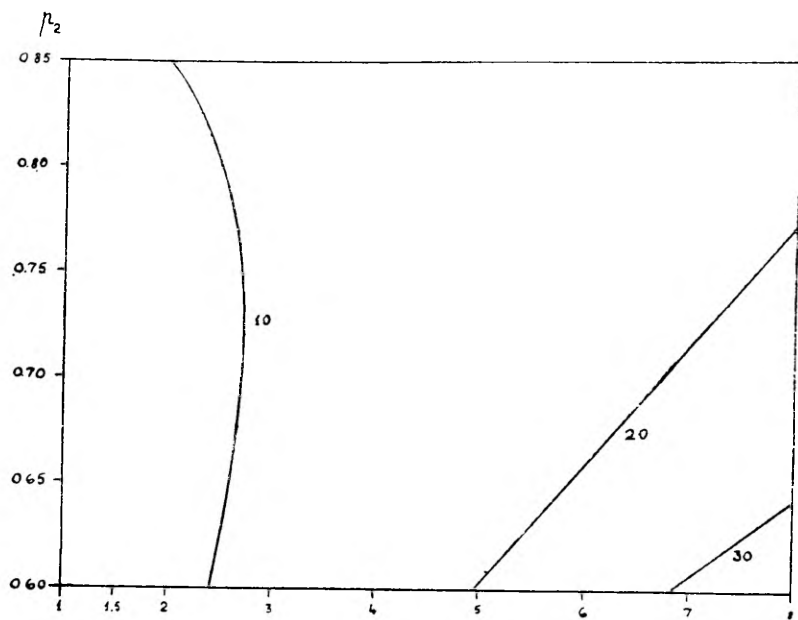
Graafik nr. 12.  $r_T$  isopleedid.



Graafik nr. 13.  $r_0$  isopleetid.



Graafik nr. 14.  $r_c$  isopleetid.



Graafik nr. 15.  $r_\beta$  isopleetid.

## О РАЦИОНАЛЬНОМ ВЫБОРЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Х. Мюрк

### Резюме

Ввиду того, что в настоящее время в актинометрии для характеристики прозрачности атмосферы употребляется целый ряд количественных характеристик, возникает вопрос об их рациональном выборе. Так как до сих пор в актинометрии отсутствуют существенные критерии, по которым можно было бы производить рациональный выбор характеристик, в данной работе приводятся следующие критерии рациональности:

1) большая чувствительность по отношению к интенсивности, которую характеризует  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|$ ;

2) малая чувствительность по отношению к числу масс, которое определяет  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right|$ ;

3) простота вычисления;

4) физический смысл.

Здесь  $\pi$  означает какую-либо характеристику прозрачности.

На основании двух первых, как существенных, критериев определяется коэффициент рациональности характеристики

$$r_{\pi} = \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} : \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m}$$

По названным критериям оценены коэффициент прозрачности Бугера  $\rho$ , фактор мутности  $T$ , фактор мутности Тверского  $\varrho$ , коэффициент прозрачности Кастрова  $c$ , характеристика прозрачности Козика  $\beta$  и предложенные автором новые характеристики  $B$  и  $\tau$ .

С точки зрения убывания  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|$  характеристики образуют следующий ряд: 1)  $c$ ; 2)  $B$ ,  $\tau$ ; 3)  $T$ ; 4)  $\beta$ ; 5)  $\rho$  и 6)  $\varrho$ .

С точки зрения увеличения  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right|$  характеристики образуют следующий ряд: 1)  $B$  и  $\tau$ ; 2)  $c$ ; 3)  $T$ ; 4)  $\varrho$ ; 5)  $\rho$ ; 6)  $\beta$ .

С точки зрения коэффициента рациональности  $r_\pi$  порядок характеристик будет следующий: 1)  $B$  и  $\tau$ ; 2)  $c$ ; 3)  $T$ ; 4)  $\varrho$ ; 5)  $p$  и 6)  $\beta$ .

Результаты работы приводят к следующим выводам — предложениям:

1) ввести обозначения характеристик:

- а)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} > 0$  характеристика прозрачности,
- б)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} < 0$  фактор мутности,
- в)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} > 0$  возрастающая характеристика,
- г)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} = 0$  постоянная характеристика,
- д)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} < 0$  убывающая характеристика,
- е)  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \geq 0$  переменная характеристика;

2) широко применяемая характеристика  $p$  ввиду большой чувствительности относительно  $m$  имеет малый коэффициент рациональности и поэтому ее применение невыгодно;

3) значительно лучшими характеристиками прозрачности являются  $T$  и  $c$  (особенно последняя), которые для данной высоты Солнца и прозрачности не зависят от массового числа  $m$ ;

4) характеристики  $B$  или  $\tau$  практически не зависят от  $m$  и поэтому

5) в дальнейшем предлагается применять в качестве характеристик прозрачности атмосферы  $B$  и  $\tau$ .

Так как до сих пор в актинометрии употребляется  $p$ , то для перехода к новым характеристикам  $B$  и  $\tau$  рекомендуются

- 1) сконструированная автором специальная номограмма или
- 2) формулы (10) и (11), в которых  $\log M = 1,848$  и  $\log p_M = -0,009$ .

# ON THE RATIONAL SELECTION OF THE CHARACTERISTICS OF ATMOSPHERE TRANSPARENCY

H. Mürk

## Summary

In view of the fact that a number of quantitative characteristics are now used in actinometry to characterise the transparency of the atmosphere, the question of the rational selection of these characteristics arises. As there has hitherto been a lack of essential criteria, on the basis of which a rational selection of characteristics might be made, the following criteria of rationality of the characteristics of transparency are herewith proposed:

- (1) high sensitivity in regard to intensity  $S$ , characterised by  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|$ ;
- (2) low sensitivity in regard to the air mass  $m$ , characterised by  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right|$ ;
- (3) simplicity of computation;
- (4) the presence of some physical significance.

Here  $\pi$  represents any characteristic of transparency.

The two first criteria, being the essential ones, are used to define the coefficient of rationality of the characteristic

$$r_{\pi} = \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} : \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m}.$$

On the basis of the above-mentioned criteria a critical estimate is offered of Bouguer's coefficient of transparency  $p$ , Linke's factor of opacity  $T$ , Tverskoy's factor of opacity  $\varrho$ , Kastrov's coefficient of transparency  $c$ , Kozik's characteristic of transparency  $\beta$ , and the new characteristics  $B$  and  $\tau$  proposed by the author.

According to the diminution of  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} \right|$  these characteristics are ranged in the following order 1)  $c$ , 2)  $B$  and  $\tau$ , 3)  $T$ , 4)  $\beta$ , 5)  $p$ , 6)  $\varrho$ .



The order for increase in the value of  $\left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \right|$  is: 1)  $B$  and  $\tau$ ,

2)  $c$ , 3)  $T$ , 4)  $\varrho$ , 5)  $p$ , 6)  $\beta$ .

The order according to an increase in the coefficient of ratio-  
nality  $r_\pi$  is: 1)  $B$  and  $\tau$ , 2)  $c$ , 3)  $T$ , 4)  $\varrho$ , 5)  $p$ , 6)  $\beta$ .

The results of the investigation may be presented in the form of the following conclusions and suggestions:

1) to determine the characteristics as follows:

a) characteristics of transparency, where  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} > 0$ ,

b) characteristics of opacity, where  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial S} < 0$ ,

c) growing characteristics, where  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} > 0$ ,

d) constant characteristics, where  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} = 0$ ,

e) diminishing characteristics, where  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} < 0$ ,

f) variable characteristics, where  $\frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial m} \cong 0$ ;

2) the characteristic  $p$ , which is widely used on account of its high sensitivity with regard to  $m$ , has a low coefficient of ratio-  
nality and for this reason is unsuitable as a coefficient of trans-  
parency;

3) far superior as characteristics of transparency are  $T$  and  $c$ , especially the latter, which, given the transparency and the height of the sun, is independent of  $m$ ;

4) the characteristics  $B$  and  $\tau$  are practically independent of  $m$  and therefore

5) it is advisable to use the characteristic  $B$  or  $\tau$  in characterising the transparency of the atmosphere.

As hitherto  $p$  has been the characteristic most widely used in actinometry, we propose the following devices for replacing it with  $B$  and  $\tau$ :

1) the special nomograph drawn up by the author, or

2) the formulas (10) and (11), in which  $\log M = 1.848$  and  $\log p_M = -0.009$ .

# НОВАЯ АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ АЭРО- И ГИДРОИОНОВ В АТМОСФЕРЕ

Я. Рейнет

Кафедра физики

## 1. Введение

Для определения плотностей атмосферных ионов, а также при исследовании характеристик ионов до сих пор пользовались главным образом цилиндрическими — [1] или плоско-параллельными конденсаторами [2], работающими на основе метода аспирации. При этом применялся либо способ потери заряда (метод разряда), либо способ увеличения заряда (метод зарядки).

Работающие по методу разряда старейшие аспираторы [3, 4], из которых счетчик Эберта находил применение до последнего времени как у нас в Советском Союзе, так и за рубежом [5], не лишены недостатков.

При методе разряда не представлялось возможным использовать известные в настоящее время высокочувствительные электрометры, т. е. нельзя было производить кратковременных точных измерений.

Продолжительность отдельных измерений обусловлена не только малой чувствительностью электрометров, но также и необходимостью контроля естественного рассеяния, производимого до и после каждого измерения. То обстоятельство, что измерительная система, соединенная с листочком электрометра, несла довольно высокий потенциал (приблизительно 300 вольт), вследствие чего уменьшение заряда заряженной системы обуславливалось не только оседанием противозначных ионов на заряженный электрод, но и чувствительной утечкой заряда через изоляторы, требовало этого контроля.

Метод возрастания заряда позволял применять высокочувствительные электрометры, т. е. давал возможность значительно сократить время аспирации, но имеет неопределенный до сих пор недостаток в виде мешающего измерениям влияния краевого эффекта [6, 7].

Сванн [8] и Бекер [9] пытались устранить это мешающее действие краевого эффекта посредством особых предохранителей, а Вегер [10] при помощи специально сконструированного счетчика. Но эти попытки не разрешили вопроса в полной мере; у аспираторов легких ионов предохранитель Сванна [11] нашел применение, но у счетчиков тяжелых ионов [12, 13, 14] и у спектрометров [15, 16] он был неприменим. Это обуславливалось тем, что расстояния между обкладками конденсаторов счетчиков тяжелых ионов малы, а разности потенциалов достаточно велики, вследствие чего предохранитель Сванна мог вызвать утечку зарядов между обкладками конденсаторов.

У счетчиков легких ионов применение предохранителя Сванна также обуславливает некоторые существенные недостатки измерений:

1) Скорость потока воздуха в предохранителе Сванна, особенно во входном отверстии, гораздо больше, чем в цилиндрическом конденсаторе, вследствие чего во входном отверстии может легко образоваться вихрь, переносимый далее в цилиндрический конденсатор;

2) неравномерная скорость потока воздуха не позволяет достаточно точно определять предельные подвижности ионов ( $k_0$ );

3) емкость измерительной системы, увеличившаяся за счет предохранителя Сванна, значительно отличается от вычисленной емкости цилиндрического конденсатора.

Бывшие до сих пор в употреблении счетчики тяжелых ионов и спектрометры оказались непригодными для продолжительной работы во влажном воздухе. Ошибки измерения, обусловленные утечкой зарядов по влажным изоляторам, непозволительно велики, вследствие чего пришлось признать сомнительными обширные исследования ионизации атмосферы, проведенные во время большой влажности воздуха, как работа Гельголандской экспедиции профессора Гесса [17, 18, 19], хотя наблюдения проводились здесь лишь в те часы, когда относительная влажность была минимальной.

За неимением подходящих аспираторов до сих пор не удалось основательно исследовать плотность ионов в спектре распыленной воды в атмосфере вблизи водопадов и горных рек. Из работ профессора Чернявского [20] и его учеников, а также из работ многих иностранных ученых известно, что воздух горных и приморских курортов ионизирован преимущественно отрицательно. В самое последнее время в медицине начали применять с большим успехом, кроме метода лечения отрицательными гидроионами [21, 22], еще аэрозольное лечение [23], которое обещает весьма благотворные результаты.

К сожалению, до сих пор не было возможности, за неимением соответствующих счетчиков, провести обширные исследования в области определения заряда аэрозолей (распыленных медикаментов) При помощи бывших до сих пор в употреблении аспираторов

раторов [24, 25] невозможно определить омический ток ионов с меньшей подвижностью ( $\kappa$ ), чем предельная подвижность ( $\kappa_0$ ).

Как видно из работ Сиксна [6], бывшие до сих пор в употреблении счетчики тяжелых ионов т. е. аспираторы не дают возможности выполнения точных исследований спектра атмосферных ионов, не говоря уже об исследовании спектра гидроионов атмосферы. С другой стороны, отказ от аспирационного метода [26] привел к источникам ошибок другого рода (индукция и т. д.).

Желание преодолеть препятствия, которые за последнее время особенно встали перед исследователями ионизации атмосферы, а также все растущая потребность ознакомления со спектром атмосферных ионов, побудили автора сконструировать счетчик ионов нового типа и высокочувствительный электрометр. Конструкция счетчиков обусловлена необходимостью изучения спектра легких и средних ионов, т. к. эта часть спектра до сих пор мало исследована, а в ней наблюдались большие колебания в зависимости от климатических факторов, что представляет особый интерес [27].

Данный счетчик ионов и высокочувствительный электрометр спроектированы так, что при низких потенциалах на конденсаторах (до 300 вольт) и умеренных объемных скоростях воздушного потока (до 1000 см<sup>3</sup>/сек) возможно исследовать спектр аэро- и гидроионов атмосферы, начиная с молионов до тяжелых ионов.

## 2. Аппаратура

1. Счетчик. Для счета ионов применяют одновременно два работающих параллельно цилиндрических конденсатора (рис. 1 и 2), из которых посредством одного определяется характеристика (плотность) положительных, а посредством другого — отрицательных ионов. Одновременная параллельная работа двух конденсаторов позволяет непрерывно следить за изменением коэффициента униполярности.

Оба цилиндрических конденсатора работают по методу разряда (по методу потери заряда) и снабжены высокочувствительными электрометрами (рис. 3 и 4). В результате применения этого метода влияние краевого эффекта совершенно устраняется, так как при методе разряда не происходит отталкивания ионов электрическим полем во время аспирации. Поле, ускоряющее ионы [28], можно устранить, поместив перед отверстием конденсатора заземленную круглую металлическую крышку (18, рис. 2), диаметр которой равен диаметру внешней обкладки цилиндрического конденсатора. При наличии металлического диска, помещенного перед конденсатором, поток воздуха проникает в счетчик через просторные боковые скважины, имеющиеся у краев внешнего цилиндра. Площадь скважин, пропускающая воздух, гораздо больше площади поперечного зазора между обкладками цилиндриче-

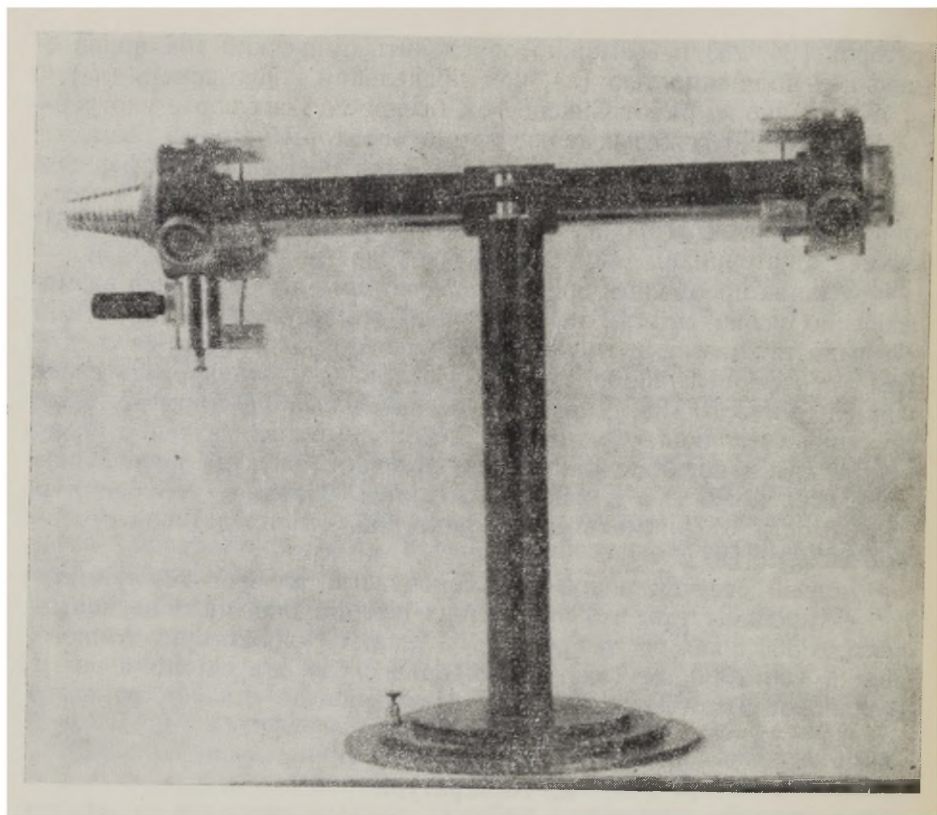


Рис. 1. Цилиндрический конденсатор.

ского конденсатора, что предотвращает возникновение турбулентности во время прохождения воздуха в конденсатор.

Так как оба конденсатора совершенно идентичны, то их можно соединить друг с другом последовательно посредством соединительной скобы (19, рис. 2) так, чтобы внутренние электроды конденсаторов вместе с изоляторами, на которых они закреплены, образовывали общую внутреннюю обкладку с тем же диаметром. В таком случае представляется возможность с помощью 1-го конденсатора, когда диск (18, рис. 2) перед ним устранен, измерять соответствующую известной предельной подвижности ( $k_0$ ) сумму плотности ионов ( $n_0$ ), тока насыщения ( $n$ ) и омического тока ( $\Delta N$ ), [6]:

$$n_0 = n + \Delta N = \int_{k_0}^{\infty} f(k) dk + \frac{1}{k_0} \int_0^{k_0} k f(k) dk \quad (1)$$

а посредством 2-го конденсатора — лишь омический ток ионов, имеющих подвижность меньше предельной ( $k_0$ ).

Целесообразнее работать параллельно с обоими конденса-

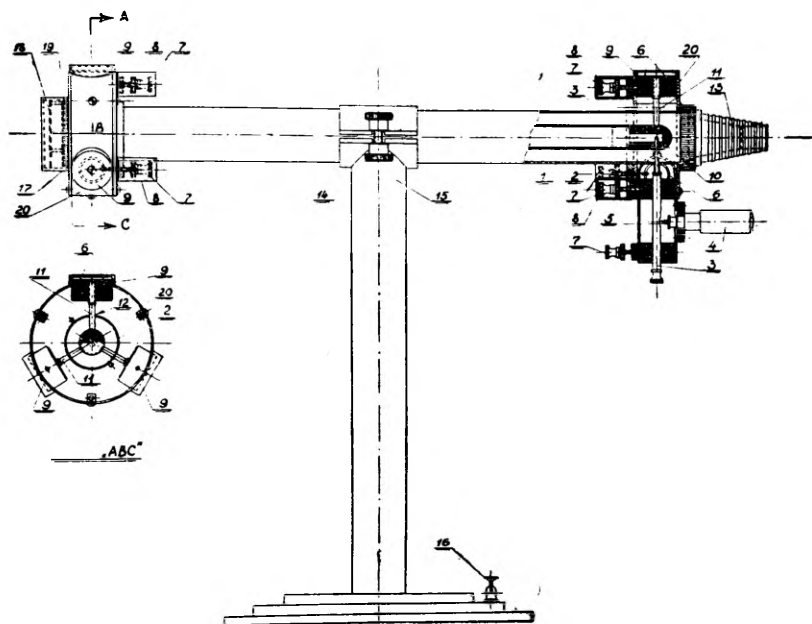


Рис. 2. Схема цилиндрического конденсатора.

Объяснение к схеме счетчика (рис. 2).

1. Внутренний электрод цилиндрического конденсатора.
2. Внешний электрод цилиндрического конденсатора.
3. Вывод внутреннего электрода.
4. Кнопочный выключатель.
5. Пружинный серебряный контакт.
6. Защитные кольца.
7. Клеммы для подачи напряжения на защитные кольца.
8. Предохранительные колпачки на клеммах защитных колец.
9. Предохранительные коробки изоляторов и колец.
10. Центральный изолятор, на котором закреплен внутренний электрод.
11. Винты из изоляционного материала для центрирования внутреннего электрода.
12. Кольцеобразные щели, находящиеся между внешним электродом и центрирующими винтами.
13. Конус, на который надевается шланг, ведущий в ротаметр.
14. Скоба, поддерживающая цилиндрический конденсатор.
15. Подставка конденсатора.
16. Клемма для заземления корпуса.
17. Съемная крышка на отверстии для входа воздуха.
18. Металлический диск, направляющий воздушный поток в цилиндрический конденсатор через боковые отверстия.
19. Фланец для последовательного соединения конденсаторов.
20. Защитная покрывка изоляторов.

рами без краевого диска (18, рис. 2), определяя одним характеристики положительных, а другим отрицательных ионов, причем из полученных характеристик [6] можно найти плотности ионов,

а также подвижности отдельных групп ионов, так как эти характеристики свободны от мешающего влияния краевого эффекта и поэтому характеристика либо представляет собою прямую, либо она вогнута относительно оси абсцисс  $\left(\frac{1}{k_0}\right)$

Оба счетчика совершенно одинаковы и их геометрические размеры отличаются друг от друга лишь в пределах ошибок измерения. Поэтому нижеследующие данные касаются обоих счетчиков.

Длина внутреннего электрода  $l = 40,0 (\pm 0,1)$  см.

Внутренний радиус внешнего электрода  $R = 1,75 (\pm 0,01)$  см

Внешний радиус внутреннего электрода  $r = 0,90 (\pm 0,01)$  см.

Соответственно этим размерам вычислены предельные подвижности ( $k_0$ ) ионов по формуле (2):

$$k_0 = \frac{\varphi \ln \frac{R}{r}}{2\pi l u} \quad (2)$$

Измеряя объемную скорость потока воздуха ( $\varphi$ ) в см<sup>3</sup>/сек, начальный потенциал ( $u$ ) внутреннего электрода конденсатора в вольтах, получим предельную подвижность ( $k_0$ ) см<sup>2</sup>/сек. вольт ионов по формуле (3):

$$k_0 = (0,0026 \pm 0,0001) \frac{\varphi}{u} \quad (3)$$

Соответствующая избранной предельной подвижности ( $k_0$ ) плотность ионов ( $n_0$ ) получается на основании формулы (4):

$$n_0 = \frac{c}{300 \cdot e} \cdot \frac{\Delta u}{\varphi \cdot \Delta t} \quad (4)$$

где  $\frac{\Delta u}{\Delta t}$  изменение потенциала в единицу времени (вольт/сек),  $e$  — элементарный заряд,  $\varphi$  — объемная скорость см<sup>3</sup>/сек и  $c$  — емкость электрометра и счетчика. Последняя выражается так:  $c = 45,5 \pm 0,1$  см.

Таким образом

$$n_0 = (3,16 \pm 0,01) 10^8 \cdot \frac{\Delta u}{\varphi \Delta t} \quad (5)$$

Для того, чтобы поток воздуха в счетчике был ламинарным, нужно выбрать объемную скорость ( $\varphi$ ) по формуле (6):

$$R_e = \frac{\varphi \varrho}{\pi (R + r) \eta} \quad (6)$$

где  $R_e$  — критическое число Рейнольдса,

$R, r$  — соответствующие радиусы конденсаторов счетчика,

$\varrho$  — плотность воздуха,

$\eta$  — динамический коэффициент вязкости.

Во время изучения естественной ионизации атмосферы как во внешнем воздухе, так и в помещениях, где в пределах аспирированного потока воздуха состояние ионизации одинаково, можно при исследовании характеристики ионов пользоваться либо изменением потенциала ( $u$ ) внутреннего электрода конденсатора, или же изменением объемной скорости ( $\varphi$ ) потока воздуха. Но во время изучения ионизирующей способности аэро- и гидроионизаторов, а также распылителей аэрозолей, когда состояние ионизации вокруг счетчика (в аспирированном потоке воздуха) неравномерно, для определения характеристики нельзя пользоваться различными объемными скоростями потока воздуха.

Характеристика ионов определяется у аэро- и гидроионизаторов при условии определенного, зафиксированного положения ионизатора и постоянной объемной скорости ( $\varphi$ ) потока воздуха, причем по мере надобности изменяется лишь потенциал ( $u$ ) конденсатора.

Внутренний электрод (1, рис. 2), а также звено, соединяющее внутренний электрод с электрометром (3, рис. 2) и листочек электрометра (9, рис. 4), которому в начале измерений сообщен постоянный потенциал, хорошо изолированы от заземленного корпуса, причем находящемуся посредине изолятора латунному кольцу (6, рис. 2) и (14, рис. 4) сообщается тот же потенциал от выпрямителя, который был подан в начале измерений на внутренний электрод и на листочек электрометра. Этим предотвращается утечка зарядов вдоль изоляторов; таким же путем устраняются ошибки, обусловленные поляризацией изоляторов. Поэтому отдельные измерения могут быстро следовать друг за другом без перерывов, чего нельзя было осуществить, применяя счетчик [29], сконструированный автором ранее.

При исследовании баллоэлектрического эффекта, т. е. плотности ионов водяной пыли, содержащейся в воздухе, следует прежде всего стараться избегать увлажнения изоляторов, несущих заряженную систему. Увлажнение главных изоляторов предотвращено следующим способом. Изолятор с закрепленным на нем внутренним электродом (10, рис. 2) опирается на три центрирующих винта (11, рис. 2), расположенных друг относительно друга под углом в  $120^\circ$ . Центрирующие винты изготовлены из органического стекла (изолятора) и ввинчиваются в изолятор, проходя внешний электрод (2, рис. 2), оставляя между последним и центрирующим винтом (11, рис. 2) воздушные зазоры (12, рис. 2) с шириной приблизительно в 1 мм. Воздушные зазоры (12, рис. 2) являются единственными соединительными путями, которые ведут из плотно закрытой изоляторной коробки (20, рис. 2) в пространство между обкладками цилиндрического конденсатора.

Когда при аспирации влажный воздух проходит между обкладками цилиндрического конденсатора, то, вследствие движения воздуха, между ними возникает меньшее статическое дав-



ление, чем внутри коробки изолятора (20, рис. 2), что должно воспрепятствовать проникновению влаги в изоляторную коробку (20, рис. 2). Когда же при большой влажности случайно в изоляторную коробку попадает влага, то ее улавливают гигроскопическим веществом, помещенным в коробку при помощи специального держателя. Если, несмотря на это, внутренние стороны главного изолятора увлажняются (внешние стороны не могут увлажняться, так как они окружены предохраняющей от влаги обкладкой (9, рис. 2), то и утечки зарядов по поверхности изоляторов не замечается вследствие того, что практически отсутствует разность потенциалов между заряженным внутренним электродом и разграничивающими изоляторы кольцами (6, рис. 2), имеющими с ним одинаковый потенциал.

2. Электрометр. Электрометр (рис. 3), употребляемый при описанном счетчике ионов, отличается от электрометра, использованного при комбинированном счетчике [29] атмосферных ионов, тем, что его высокую чувствительность можно сохранить с таким же успехом, применяя метод разрядки, как при пользовании методом зарядки.

Утечка зарядов по поверхности изоляторов предотвращена при методе разряда также разделением главного изолятора (13, рис. 4) металлическим кольцом (14, рис. 4), на которое подается тот же потенциал, который имеется у заряженного листочка электрометра (9, рис. 4) и соединенных с листочком деталей (10, 11 и 12; рис. 4)

Сообщение металлическому кольцу (14, рис. 4) потенциала, равного потенциалу, поданному на внутренний электрод счетчика и листочек электрометра, производится через соответствующую клемму (15, рис. 4). Так как подача одинакового начального потенциала на измерительную систему и кольца происходит одновременно, то тем самым предотвращается и поляризация изолятора электрометра. Если требуется быстро изменить потенциал внутреннего электрода счетчика, — а при этом быстро изменяется потенциал листочка электрометра, — то целесообразно сообщить потенциал, равный первоначальному потенциалу листочка, не только кольцу (14, рис. 4) электрометра, но и всему корпусу электрометра (за исключением микроскопа)

Чувствительность электрометра можно регулировать и она зависит от расстояния пластин электрометра (19, рис. 4) от листочка, и от напряжения на пластинках.

Обычно пользуются пластинками (на рис. 4 левый) при наличии листочка, а ножами (на рис. 4 правый) при пользовании нитью.

Напряжение сообщается пластинкам (19, рис. 4) через клеммы (21, рис. 4), которые изолированы от корпуса посредством янтарных цилиндров (22, рис. 4).

Пластинки и янтарные цилиндрики можно передвигать взад

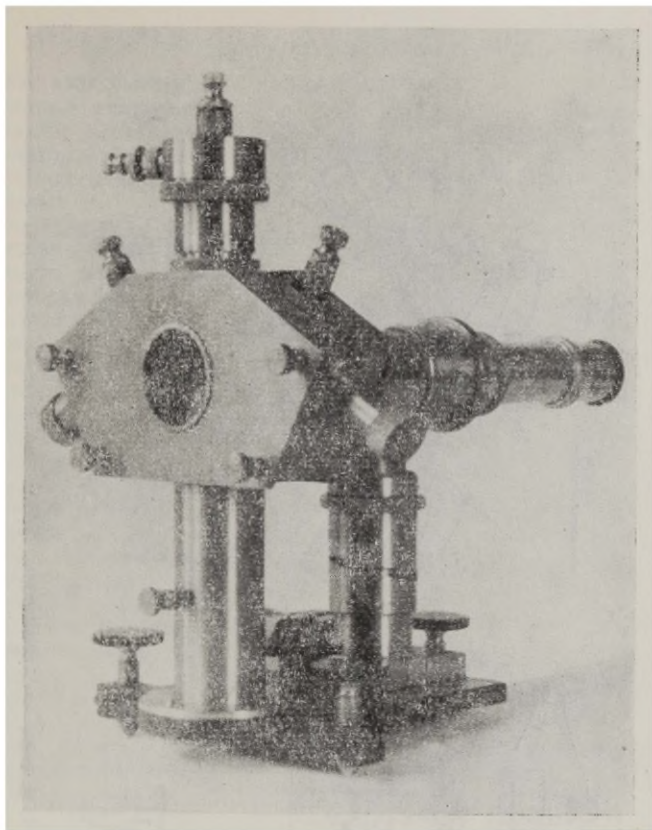


Рис. 3. Электрометр.

и вперед микрометрически (25, рис. 4) посредством соответствующего приспособления (23, 24; рис. 4).

В случае, когда пластинки или ножи остаются неподвижными, возможно изменять чувствительность электрометра, поднимая или опуская головку электрометра, что производится при помощи соответствующего регулятора (17, рис. 4).

В качестве отсчетного микроскопа пользуются обычным микроскопом «Мир-1» (2, рис. 4) с небольшим увеличением, который можно передвигать в горизонтальном направлении посредством особого приспособления (4, рис. 4).

Вертикальный сдвиг отсчетного микроскопа производится при помощи регулятора подъема (3, рис. 4), а фокусирование на нить электрометра посредством улитки (5, рис. 4).

Для перемены пластинок (ножей) (19, рис. 4) или листочка (9, рис. 4) открывают крышку (28, рис. 4), находящуюся на передней стороне корпуса, а после вставки соответствующей детали на ее место крышка снова закрепляется при помощи винтов (29, рис. 4).

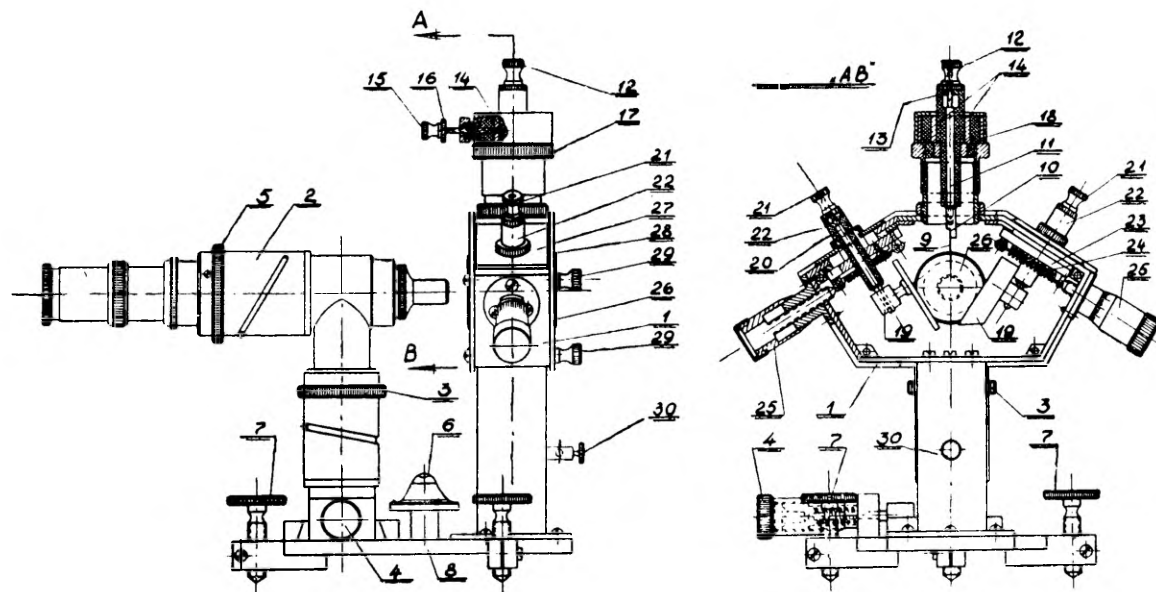


Рис. 4. Схема электрометра.

1. Корпус электрометра.
2. Отсчетный микроскоп.
3. Регулятор вертикального положения микроскопа.
4. Регулятор горизонтального положения микроскопа.
5. Регулятор фокуса микроскопа.
6. Уровень.
7. Винты установки уровня.
8. Подставка электрометра.
9. Листочек электрометра.
10. Держатель листочка.
11. Вывод электрометра к внутреннему электроду счетчика.
12. Соединительная клемма.
13. Изолятор вывода.
14. Защитное кольцо.
15. Клемма защитного кольца.
16. Шайба для заземления кольца.
17. Регулятор подъема головки электрометра вместе с листочком.
18. Защитная крышка главного изолятора.
19. Пластины электрометра (ножи).
20. Стержень для крепления пластины.
21. Клеммы для подачи напряжения на пластинки.
22. Изолятор стержня пластин.
23. Подвижной держатель стержня.
24. Возвратная пружина подвижного держателя.
25. Микрометрический винт.
26. Отверстия со стеклянными стенками для наблюдения листочка и для его освещения.
27. Крышка подвижной системы.
28. Крышка передней стенки для доступа в корпус электрометра.
29. Винты крепления крышки.
30. Клемма для заземления корпуса электрометра.

3. Б л о к п и т а н и я. Блок питания, принципиальная схема которого дана на рис. 5, представляет собой два выпрямителя, симметрично помещенных в общий ящик.

Перед выпрямлением ток сети напряжением 220 вольт и частотой 50 герц стабилизируют посредством феррорезонансного стабилизатора (рис. 5).

Плюс выпрямленного напряжения одного плеча блока питания и минус другого заземляются. Таким путем между противоположными полюсами обоих плеч возникает выпрямленное напряжение в 2 и вольт. Выбранный при помощи реостатов  $R_1$  и  $R_4$  положительный или отрицательный потенциал сообщается через клеммы 2 и 2' защитным кольцам (6, рис. 2) и (14, рис. 4) соответствующих счетчиков и электрометров посредством клемм (7, рис. 2) и (15, рис. 4) Вольтметры, которые показывают потенциалы внутренних электродов счетчиков в начале аспирации, соединены клеммами 1и 2, соответственно 1' и 2' (рис. 5). Клеммы 1 и 1' заземлены.

Через те же потенциометры  $R_1$  и  $R_4$  и через переключатели  $L_1$  и  $L_2$  соответствующие потенциалы подаются внутренним электродам счетчиков (т. е. листочкам электрометров). В левом

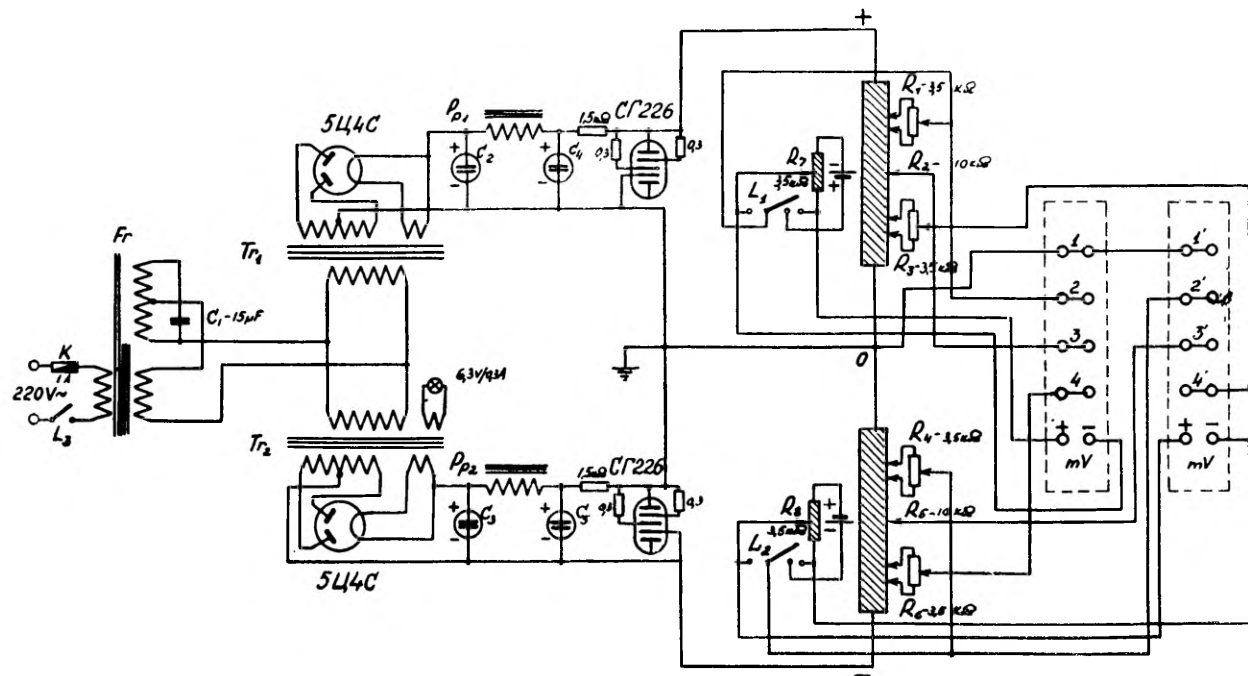


Рис. 5. Схема блока питания.

(по схеме рис. 5) положении переключателей ( $L_1$  и  $L_2$ ) на электроды счетчиков подаются потенциалы, определяемые только положением потенциометров  $R_1$  и  $R_4$ ; в правом же (по схеме рис. 5) положении переключателей последовательно с электродами счетчиков включается напряжение компенсирующих батарей, величина которого регулируется потенциометрами  $R_7$  и  $R_8$ . Результирующий потенциал на внутренних электродах счетчиков равен разности потенциала, определяемого положением потенциометра  $R_1(R_4)$ , и потенциала компенсации, определяемого положением потенциометра  $R_7(R_8)$ .

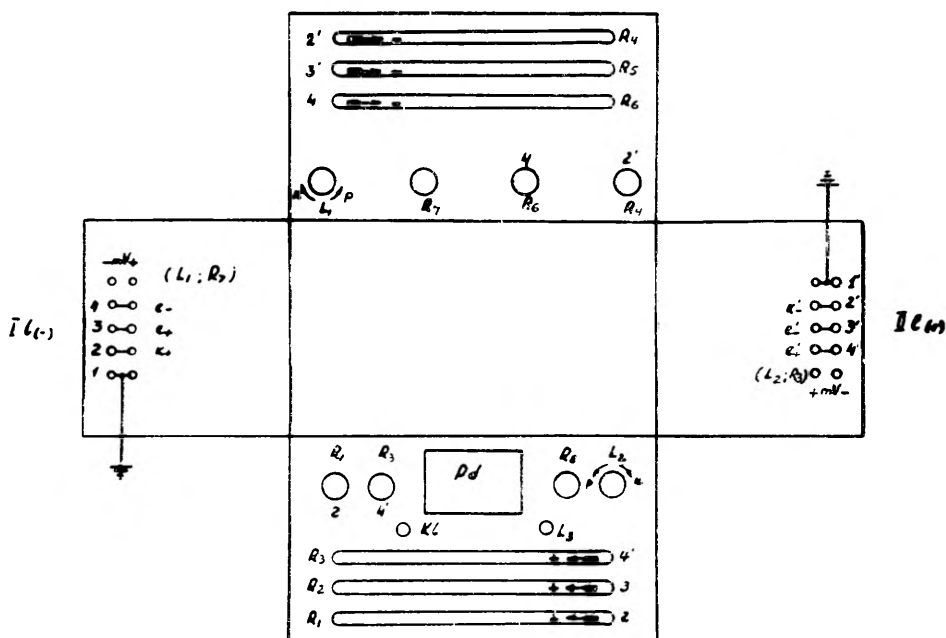


Рис. 6. Развертка блока питания.

Батареи напряжения компенсации помещены в ящик  $Pd$  (рис. 6), находящийся на передней стороне блока питания, который хорошо изолирован от корпуса выпрямителя посредством пластинок из органического стекла.

При помощи реостатов  $R_2$ ,  $R_3$ ,  $R_5$  и  $R_6$  выбираются напряжения для правой (+) и левой (—) пластинки каждого электрометра. Клеммы пластин электрометров (21, рис. 4) соединены с клеммами 3 и 4 (соответственно 3' и 4') блока питания. Милливольтметры ( $mV$ ) компенсаторов соединены с потенциометрами  $R_7$  и  $R_8$ .

Из рис. 5 видно, что реостаты  $R_1$ ,  $R_3$ ,  $R_4$  и  $R_6$  снабжены подстроечными регуляторами. С помощью подстроечных регуляторов

реостатов  $R_1$  и  $R_4$  выбираются точные начальные потенциалы внутренних электродов конденсаторов, а посредством подстроечных регуляторов реостатов  $R_3$  и  $R_6$  путем изменения потенциала пластин одного или другого электрометра корректируют сдвиг ну-

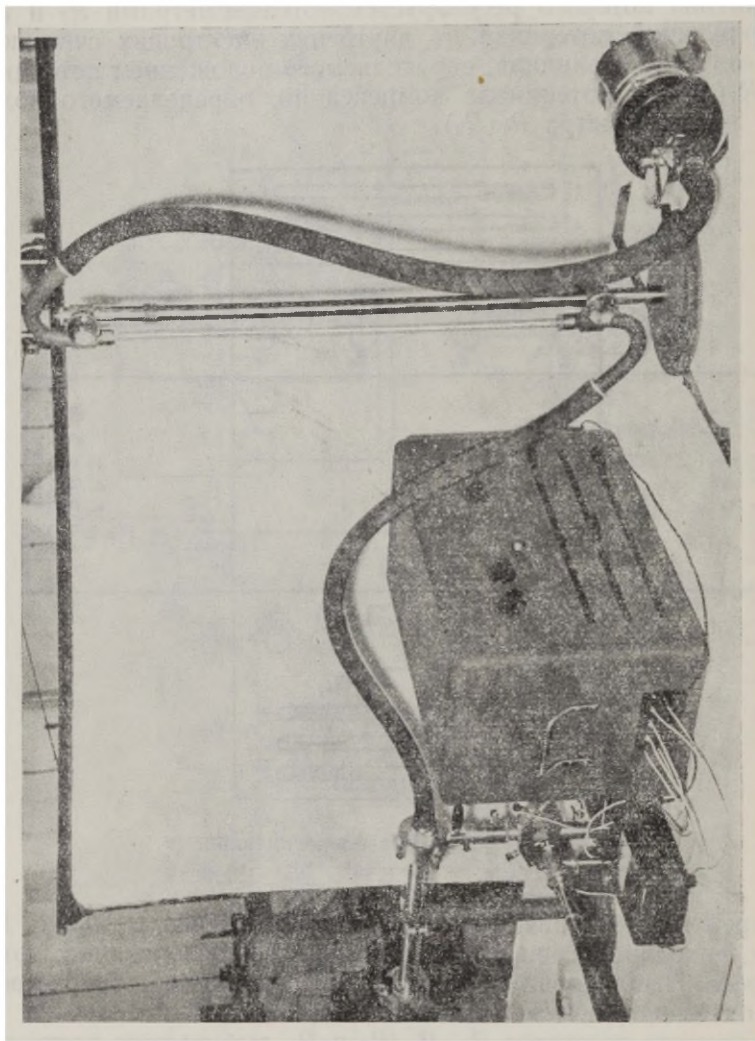


Рис. 7. Спектрометр в действии.

левой точки листочков. Выпрямитель снабжен контрольной лампочкой (6, 3 вольт). Развертка блока питания дана на рис. 6.

4. Ротаметр. Для определения объемной скорости ( $\varphi$ ) потока воздуха пользуются градуированными ротаметрами (рис. 7), изготовленными из конической стеклянной трубки.

В конической стеклянной трубке в протекающем в ней потоке воздуха поднимается конус, изготовленный из легкого и прочного



материала (дюралюминия). Высота поднятия конуса зависит от объемной скорости протекающего воздуха.

Воздушный поток создается вентилятором, который работает с помощью синхронного- или асинхронного двигателя (рис. 7),

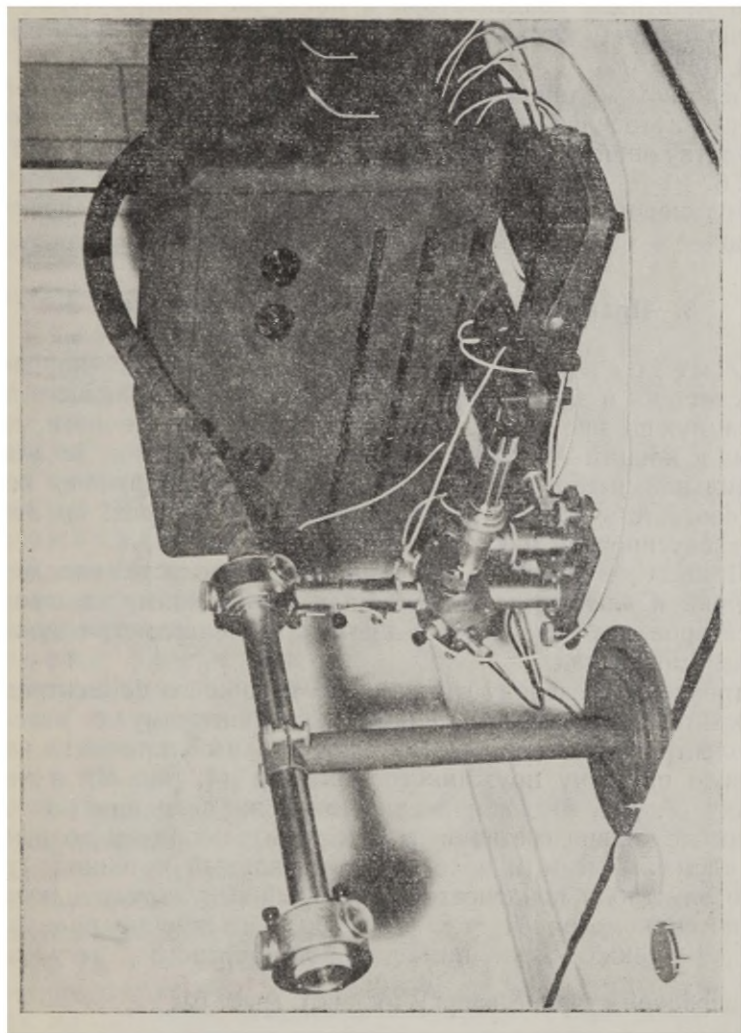


Рис. 8. Счетчик и электромотор с блоком питания и измерительными приборами.

поэтому поток воздуха в счетчике является совершенно равномерным. Скорость потока воздуха регулируется посредством вентиля (рис. 7), находящегося перед вентилятором.

Мощность мотора всасывающего вентилятора, представленного на рисунке, равна 250 ватт. Двигатель питается трехфазным током (380 вольт, 50 герц).

5. Измерительные приборы. Для каждого счетчика необходимы следующие измерительные приборы (рис. 8):



1. Вольтметр.
2. Милливольтметр
3. Секундомер

Вольтметр служит для измерения начального потенциала внутреннего электрода конденсатора и листочка электрометра. Его подключают между клеммами 1 и 2 (соответственно 1' и 2') блока питания (рис. 5).

Посредством милливольтметра определяется изменение потенциала на внутреннем электроде. Милливольтметр соединяется с соответствующими клеммами блока питания, как показано на рис. 5 и 6.

Секундомером пользуются для точного измерения времени аспирации.

### 3. Практическое применение спектрометра

1. О методике измерений. а) До подачи напряжения на счетчики и электрометры и включения всасывающего вентилятора нужно проверить, находятся ли кварцевые нити, приклеенные к концам листочков электрометра, посредине шкалы и на правильной высоте. Для установки нужного положения пользуются соответствующими регуляторами (3, 4, 17; рис. 4). Затем нужно сфокусировать микроскоп на нить (5, рис. 4)

б) Привести в действие блок питания и подать напряжение на счетчики и электрометры, сообщая внутренним электродам конденсаторов, а вместе с тем и листочкам электрометра нужный начальный потенциал.

Внутреннему электроду счетчика, измеряющего концентрацию (плотность) отрицательных ионов, и соединенному с ним листочку электрометра сообщается положительный потенциал через серебряную пружину пружинного контакта (4, рис. 2) и через пластинку (5, рис. 2). Напряжение такой же величины подается на защитные кольца счетчика и электрометра, причем вольтметр между клеммами 1 и 2 показывает начальный потенциал внутреннего электрода конденсатора, который регулируется посредством потенциометра  $R_1 \leftarrow 2$  (на передней стороне панели — внизу), а также при помощи подстроечного регулятора  $R_1$  (на передней стороне вверху налево) (рис. 6)

Аналогичные соединения следует произвести в начале работы другого счетчика, измеряющего плотность положительных ионов, причем клеммы напряжения размещены на панелях блока питания симметрично с клеммами напряжения 1-го счетчика.

Если счетчики в порядке, то в случае заряженных конденсаторов и электрометров при освобождении пружинного контакта внутреннего электрода (5, рис. 2), листочки электрометров удерживаются в нулевом положении посредине шкалы, если в аспи-

раторе нет потока воздуха (всасывающий вентилятор не работает).

в) Выбрать соответствующие потенциалы для пластинок напряжения электрометров и изменить расстояние пластинок от листочка так, чтобы при желаемой чувствительности электрометра листочек оставался посредине шкалы электрометра. Положительный потенциал ( $e_+$ ), сообщенный правосторонней пластинке электрометра, подается с клеммы 3 (рис. 6); соответствующий реостат находится на передней стороне панели в середине  $R_2 \leftarrow 3$ . Отрицательный потенциал ( $e_-$ ), сообщенный левой пластинке того же электрометра, подается с клеммы 4 (рис. 6). Соответствующий ему реостат  $4 \rightarrow R_6$ , а также подстроечный регулятор — исправитель нулевого положения листочка электрометра  $\overset{4}{0} \xrightarrow{R_6}$  — находятся на задней стороне панели.

Если имеется надобность быстрого изменения потенциала внутреннего электрода счетчика (во время исследования характеристики ионов), то целесообразно сообщить одновременно потенциал, равный потенциалу внутреннего электрода, также корпусу электрометра (30, рис. 4). В таком случае корпус электрометра не заземлен.

Когда корпус электрометра заземлен, то при изменении потенциала внутреннего электрода конденсатора надо соблюдать следующее правило: При повышении потенциала листочка электрометра на величину  $\Delta u$ , нужно однозначный с потенциалом листочка потенциал пластинки также увеличить на величину  $\Delta u$ , а потенциал противоположной пластинки уменьшить на величину  $\Delta u$ .

г) Проверить чувствительность электрометра, выведя посредством потенциометров  $R_7$  и  $R_8$  листочек электрометра из нулевого положения и регистрируя по показаниям милливольтметра соответствующие изменения потенциала. Не включая всасывающего вентилятора, освободить пружинный контакт с внутреннего электрода (4, рис. 2) и проследить, будет ли листочек пребывать в течение требуемого для аспирации времени в нулевом положении или же сдвинется в сторону от нулевой точки, затем найти причину этого явления и определить величину ошибки измерения, зависящую от отклонения. Во время довольно продолжительной работы, особенно при очень сильной влажности воздуха, и в продолжение серии измерений следует время от времени производить подобную проверку, чтобы быть уверенным в исправности счетчика. После приведения счетчиков в рабочее состояние и определения чувствительности электрометров нужно включить двигатель всасывающего вентилятора и установить с помощью вентиля по-

требную объемную скорость потока воздуха. После этого можно приступить к измерению плотностей ионов соответственно вычисленной предельной подвижности ( $k_0$ ), освобождая серебряный пружинный контакт (4, рис. 2) от серебряной пластинки, одновременно приводя в действие секундомер.

Изменение потенциала внутреннего электрода счетчика по окончании аспирации, обусловленное частичной нейтрализацией заряда осаждающимися ионами, фиксируется при помощи милливольтметра ( $mV$ ) (рис. 6).

д) К концу аспирации зафиксировать положение листочка на шкале и время, после чего позднее, опустив пружинный контакт снова на серебряную пластинку (5, рис. 2), поворачивая потенциометр компенсатора, направить листочек прямо на последний отсчет во время аспирации и затем зарегистрировать соответствующее изменение потенциала по показанию милливольтметра.

При исследовании ионизирующей способности искусственных и мощных ионизаторов целесообразно, проградуировав один раз шкалу электрометра, допускать отклонение листочка всегда на известное определенное число (10 или 20) делений шкалы и фиксировать лишь потребное для аспирации время. Если чувствительность электрометра не меняется, можно лишь в редких случаях проверять изменения потенциала посредством компенсатора.

2. Примеры измерения плотности аэроионов. Известно, что ультрафиолетовое излучение, имеющее широкое применение в медицине (ртутно-кварцевая лампа) является причиной возникновения преимущественно отрицательной ионизации [30, 31] воздуха. Открытая же спираль электрической печи или плитки обуславливает при красновато-желтом цвете раскаленной проволоки перевес положительных ионов в помещении [32, 33].

Ниже (в таблицах 1—7) приведены примеры изменения ионизации в помещении в случае включения ультрафиолетового излу-

Т а б л и ц а 1.

Изменение ионизации в помещении под действием лучей ультрафиолетовой лампы ПРК-2

№ № пп	Условия, в которых производились измерения	Измеренная плотность ионов ( $\text{см}^{-3}$ ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,005 \text{ см}^2/\text{сек. вольт}$	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До включения у. ф. лампы ПРК-2.	2740	2280
2	1 час спустя после включения у. ф. лампы ПРК-2.	3400	6900

Таблица 2.

Изменение ионизации в помещении под действием лучей у. ф. лампы ПРК-2 и антенн, находящихся под отрицательным напряжением.

№ пп	Условия, в которых производились измерения	Измеренная плотность ионов ( $\text{см}^{-3}$ ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,005 \text{ см}^2/\text{сек. вольт}$	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До включения у. ф. лампы ПРК-2.	1460	1140
2	1 час спустя после включения у. ф. лампы ПРК-2.  Над лампой помещены антенны из тонкой проволоки, которым сообщен отрицательный потенциал — 60 вольт.	3190	10400

Таблица 3.

Изменение ионизации в помещении под действием потока воздуха, продуваемого через лучи и кожух у. ф. лампы ПРК-2 (на задней стороне параболы-дальное зеркало из алюминия, верхняя и нижняя грани — плоскопараллельные пластинки из оцинкованной жести, боковые стороны из изоляционного материала).

№ пп	Условия, в которых производились измерения.	Измеренная плотность ионов ( $\text{см}^{-3}$ ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,01 \text{ см}^2/\text{сек. вольт}$	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До включения у. ф. лампы ПРК-2.	1700	1770
2	На расстоянии $1/2$ метра от у. ф. лампы ПРК-2 через $1/4$ часа после включения лампы.  Лампа помещена перед счетчиками симметрично относительно них и у. ф. лучи падают в направлении счетчиков.  Счетчики и электрометры защищены от непосредственного у. ф. облучения узкой деревянной планкой, помещенной перед лампой.	6400	22000
3	Через $1/2$ часа после включения у. ф. лампы при тех же условиях, которые упомянуты в пункте 2, причем через кожух лампы продувается посредством вентилятора слабый поток воздуха по направлению распространения у. ф. лучей.	2500	75000

чателя (кварцевой лампы ПРК-2) или электрической печи (плитки) с открытой спиралью мощностью 500 ватт. Плотность ионов измерялась при помощи вышеупомянутых счетчиков ионов в лаборатории аэроионизации ТГУ (кубатура помещения 170 м<sup>3</sup>).

Общеизвестен факт, что ионизированный воздух оказывает воздействие на организм человека [21], причем отрицательные ионы проявляют благоприятное действие при лечении некоторых болезней, а ингаляция положительных ионов вызывает противоположный эффект. Если эти утверждения, встречающиеся у многих авторов, правильны, то ионизированный ультрафиолетовыми лучами воздух должен оказывать на человеческий организм иное действие, чем воздух, имеющийся в непосредственной близости раскаленных металлов.

Т а б л и ц а 4.

Изменение ионизации в помещении под действием воздушного потока, продуваемого через лучи у. ф. лампы ПРК-2 и кожух лампы.

№№ пп	Условия, в которых производились измерения	Измеренная плотность ионов (см <sup>-3</sup> ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,01$ см <sup>2</sup> /сек. вольт	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До включения у. ф. лампы ПРК-2.	1220	1590
2	1 час спустя после включения у. ф. лампы ПРК-2. Расстояние лампы от счетчика отрицательных ионов 0,5 м, а от счетчика положительных ионов 0,75 м.  Счетчики и электрометры укрыты от лучей и лучи направляются мимо передней стороны счетчиков перпендикулярно конденсаторам счетчиков.	1850	24300
3	Измерения произведены при условиях, упомянутых в предыдущем пункте; только кожуху (алюминиевое зеркало и пластинки из оцинкованной жести) у. ф. лампы сообщен потенциал — 500 вольт.	2550	39500
4	Измерения произведены в упомянутом во 2 пункте положении, а кожуху у. ф. лампы сообщен потенциал + 500 вольт.	2750	27400
5	Измерения проведены в упомянутом во 2 пункте положении, но через кожух у. ф. лампы (из алюминиевого параболического зеркала и т. д.) продувается поток воздуха с помощью компрессора.	1350	257000

Таблица 5.

Зависимость ионизации от расстояния до у. ф. лампы.

№ пп	Условия, в которых производились измерения	Измеренная плотность ионов ( $\text{см}^{-3}$ ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,01 \text{ см}^2/\text{сек. вольт}$	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До включения у. ф. лампы ПРК-2.	1650	2450
2	Приблизительно 2 часа спустя после включения у. ф. лампы. Через кожух лампы продувается поток воздуха. Лампа помещена так, что у. ф. лучи проходят мимо отверстий измерительного конденсатора, причем отверстие счетчика положительных ионов находится на расстоянии 0,5 м от у. ф. лампы, а отверстие счетчика отрицательных ионов на расстоянии 0,75 м от последней.	5700	27200
3	Измерения произведены при условиях, упомянутых в пункте 2, а кожуху лампы сообщен потенциал — 500 вольт.	5350	31000
4	Измерения произведены при условиях, упомянутых в пункте 2, а кожуху лампы сообщен потенциал + 500 вольт.	5800	23100
5	Измерения произведены при упомянутых в пункте 2 условиях. Лампа помещена ближе к счетчику отрицательных ионов (расстояние от счетчика 0,5 м) и дальше от счетчика положительных ионов (расстояние от счетчика 0,75 м).	3150	462000

Из последующих примеров измерения плотностей ионов следует, что в закрытом помещении открытая спираль электрического нагревателя порождает в большом количестве положительные ионы ( $n_0^+$ ) и в то же время плотность отрицательных ионов ( $n_0^-$ ) в помещении уменьшается.

Ультрафиолетовые же лучи (лампа ПРК-2) заметно увеличивают плотность отрицательных легких и средних ионов, в то время как плотность положительных легких и средних ионов увеличивается сравнительно мало.

Особенно сильная концентрация отрицательных ионов образуется вблизи у. ф. лампы тогда, когда через окружающий лампу кожух продувается поток воздуха. Этот простой способ позво-

Таблица 6.

Изменение ионизации в помещении во время пользования электрическим нагревателем (эл. плитка мощностью 500 ватт).  
Счетчик расположен над нагревателем на высоте  $1\frac{1}{2}$  м.

№№ пп	Условия, в которых производились измерения	Измеренная плотность ионов ( $\text{см}^{-3}$ ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,01 \text{ см}^2/\text{сек. вольт}$	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До включения электрической плитки.	1300	1200
2	Измерение произведено через пять минут после включения плитки.	23500	600
3	Измерение произведено через десять минут после включения плитки.	17300	710
4	Измерение произведено через пятнадцать минут после включения плитки.	11900	410

Таблица 7.

Изменение ионизации в помещении вблизи электрического нагревателя (электрическая плитка мощностью 500 ватт) в зависимости от времени. Электрическая плитка помещается перед счетчиками на расстоянии 0,25 м.

№№ пп	Условия, в которых производились измерения	Измеренная плотность ионов ( $\text{см}^{-3}$ ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,01 \text{ см}^2/\text{сек. вольт}$	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До включения плитки.	1630	2970
2	Через 10 мин. после включ. плитки	8500	2460
3	„ 15 „ „ „ „	30600	2260
4	„ 20 „ „ „ „	32200	2050
5	„ 25 „ „ „ „	93600	1850
6	„ 30 „ „ „ „	37500	1740
7	„ 35 „ „ „ „	40500	1440

ляет целесообразно пользоваться у. ф. лампой ПРК-2 в клиниках, в школьных помещениях, на предприятиях и т. д., в приточном канале свежего воздуха для проветривания помещения, не только в качестве дезинфектора воздуха, но и в роли ионизатора. Проникающий в комнату рассеянный свет у. ф. лампы уже не опасен для глаз лиц, находящихся в помещении, но лишь оказывает благоприятное общебиологическое действие [31].

Таблица 8.

Изменение ионизации в помещении во время работы «ингалятора-ионизатора».\*

№№ пп	Условия, в которых производились измерения	Измеренная плотность ионов ( $\text{см}^{-3}$ ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,01 \text{ см}^2/\text{сек. вольт}$	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До приведения в действие ингалятора.	1730	1540
2	Из ингалятора проникает в помещение пар дистиллированной воды.	1560	1330
3	Струей пара ингалятора распыляется дистиллированная вода. Ингалятор находится перед счетчиками на расстоянии 0,5 м.	920000	1500000
4	Электроду, находящемуся против сопла ингалятора-ионизатора, сообщен потенциал +500 вольт. Ингалятор-ионизатор установлен вдали от счетчиков на расстоянии 1 метра, т. к. в прежнем положении измерение концентрации ионов было невозможно, вследствие очень большой плотности униполярных ионов.	—	10000000
5	Измерение произведено при условиях, упомянутых в предыдущем пункте; но электроду, находящемуся против сопла, сообщен потенциал —500 вольт.	2100000	—
6	В сосуд для медикаментов ингалятора налита водопроводная вода. Ингалятор отстоит от счетчиков и ингаляторов-ионизаторов на 1 метр, сопло и электрод — оба заземлены.	350000	400000
7	Упомянутые в предыдущем пункте; но электроду, находящемуся против распыляющего сопла, сообщен потенциал +500 вольт.	—	2300000
8	Упомянутые в пункте 6; но электроду, находящемуся против распыляющего сопла, сообщен потенциал —500 вольт.	2300000	—
9	После удаления ингалятора-ионизатора		
	а) через 5 минут	30700	17600
	б) через 10 минут	20600	11500

\* «Ингалятор-ионизатор» представляет собой обыкновенный медицинский паровой ингалятор, у которого напротив сопла, распыляющего медикамент, помещен изолированный от корпуса электрод. Создавая между распыляющим соплом и изолированным от корпуса электродом электрическое поле, можем биполярно ионизированную водяную пыль превратить в совершенно униполярную, причем в помещение выбрасываются струей пара ингалятора униполярные аэрозоли или гидроионы с соответствующим знаком, зависящим от того, какой полюс выпрямителя (аккумулятор или батарея) соединен с соплом.



3. Примеры измерения плотности гидроионов. Сравнительно с аэроионизаторами гидроионизаторы находят более широкое применение как в медицине, так и в промышленности. Посредством последних можно образовать значительно большие и более устойчивые концентрации ионов в воздухе помещения. Во многих санаториях Советского Союза использовался гидроионизатор проф. Чернявского [34], который вследствие своей слабой ионизирующей способности, неудобства применения и недостаточной униполярности не пригоден для всеобщего пользования. Гидроионизаторы, сконструированные иностранными научными работниками [35, 36], также не нашли широкого применения вследствие их сложной и дорогой конструкции и трудности превращения распыленной жидкости в униполярную. До сих пор не имелось подходящих портативных гидроионизаторов и не было приемлемого счетчика гидроионов, при помощи которого можно было бы точно измерять плотность гидроионов и исследовать спектр ионов в атмосфере. Посредством счетчика, описанного в настоящей статье, получены удовлетворительные результаты во время измерений плотности гидроионов [37] и зарядов распыленных аэрозолей. Эти измерения в свою очередь позволили разработать портативный гидроионизатор \*, обладающий большой ионизирующей способностью, и сконструировать распылители, позволяющие

Т а б л и ц а 9.

Измерение биполярной ионизации ингаляторов, применяемых в медицине.

№ пп	Условия, в которых производились измерения	Измеренная плотность ионов ( $\text{см}^{-3}$ ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,01 \text{ см}^2/\text{сек. вольт}$	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До распыления посредством ингаляторов.	2400	2100
2	Перед счетчиком на расстоянии 10 см распылена дистиллированная вода посредством «карманного ингалятора — 0117».	150000	150000
3	Перед счетчиком на расстоянии 10 см распылена дистиллированная вода посредством «карманного ингалятора Фидлера».	225000	340000
4	Перед счетчиком на расстоянии 10 см распылен водный раствор пенициллина (300 000 ед. на 10 мл воды) при помощи «карманного ингалятора Фидлера».	250000	250000

\* См. Авторское свидетельство № 108 852 — приоритет 22 окт. 1956 г. Комитет по делам изобретений и открытий при Совете министров СССР

объединять в медицине ионотерапию [21] с аэрозольтерапией [23]. В табл. 8—10 приведены некоторые измерения плотности гидроионов и заряженных аэрозолей в воздухе помещения.

Т а б л и ц а 10.

Изменение ионизации в помещении во время работы аэрозольного ингалятора типа АИ-1 и ингалятора-ионизатора.

№ пп	Условия, в которых производились измерения	Измеренная плотность ионов ( $\text{см}^{-3}$ ) в случае предельной подвижности $k_0 = 0,01 \text{ см}^2/\text{сек. вольт}$	
		$n_0^+$	$n_0^-$
1	До приведения в действие аэрозольного ингалятора типа АИ-1.	1400	2100
2	АИ-1 помещен перед счетчиком ионов на расстоянии 1 м от последнего. Распылитель работает без металлического покрова.	1220000	1230000
3	Распылитель работает на расстоянии 1 м от счетчика под металлическим покровом.	750000	740000
4	По прекращении работы распылителя аэрозолей через 5 мин. " 10 " " 13 " " 15 "	33500 16700 14600 9200	30800 15400 10300 8200
5	Паровой ингалятор действует как ионизатор, причем электроду, противоположному заземленному соплу, сообщен потенциал + 500 вольт. Ингалятор-ионизатор находится на расстоянии $1/2$ м от счетчика.	—	5300000
6	Упомянутые в пункте 5; электроду, противоположному соплу, сообщен потенциал — 500 вольт.	3840000	—

Эти опыты подтвердили, что пыль водных растворов медикаментов сильно ионизирована биполярно.

Пользуясь электрическим полем, находящимся между соплом распылителя и противостоящим ему электродом, можно по желанию получить либо только отрицательно, либо только положительно заряженную пыль, в зависимости от направления электрического поля.

«Ингалятор-ионизатор» очень быстро создает в помещении большую и совершенно униполярную концентрацию гидроионов.

## Выводы

В работе описан счетчик атмосферных аэро- и гидроионов новой конструкции, работающий по принципу потери заряда. Он снабжен высокочувствительным электрометром.

При подсчете ионов устранены влияние краевого эффекта и утечка зарядов по поверхности изоляторов.

Изменение напряжения конденсатора не обуславливает поляризации изоляции измерительной системы.

Пользуясь двумя конденсаторами, возможно одновременно измерить спектр положительных и отрицательных ионов.

Счетчик применялся с успехом при измерении плотности гидроионов, образовавшихся во время распыления воды и водных растворов, что было невозможно сделать при помощи обыкновенных аспираторов.

Установлено, что у. ф. лампа ПРК-2 порождает в помещении преимущественно отрицательную ионизацию, особенно в части спектра, содержащей легкие и средние ионы, в то время как электрический нагреватель (электрическая плитка или печь с открытой спиралью) обуславливает в помещении рост положительных ионов и уменьшение отрицательных ионов.

В воздухе помещения можно значительно увеличить отрицательную ионизацию, продувая через кожух у. ф. лампы воздух в направлении распространения лучей.

Помещение у. ф. лампы в канал, по которому проходит в помещение свежий воздух, дает возможность не только дезинфицировать последний, но еще ионизировать отрицательно, направляя одновременно на находящихся в комнате лиц рассеянное излучение у. ф. лампы.

Показано, что распылители водных растворов медикаментов, так называемые ингаляторы, создают в воздухе при распылении водного раствора сильную биполярную ионизацию.

Выходящий из парового ингалятора пар не ионизирован, но вода и водные растворы, распыленные паром, обуславливают изменение состояния ионизации в помещении.

Создавая перед отверстием сопла для распыления медикаментов ингалятора электрическое поле, можно получить совершенно униполярную и сильную ионизацию в помещении, порожденную наличием однозначно заряженных гидроионов или пыли аэрозолей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Zeleny, J. Phil. Trans. Roy. Soc. 195, 193, 1900.
2. Erikson, H. A. Phys. Rev. 17, 400, 1921; 18, 100, 1921; 19, 275, 1922; 23, 110, 1924; 24, 502, 1924.
3. Ebert, H. Phys. Zeitschr. 2, 662, 1901.
4. Gerdien, H. Phys. Zeitschr. 6, 800, 1905.

5. Norinder, H. and Sikсна, R. Journ. of Atm. Terrestrial Physics 4/3, 93, 1953.
6. Sikсна, R. Ark. Geofys. Band I, Häfte 5—6, 483, 1953.
7. Герасимова, М. Н. Тр. ГГО вып. 30/2, 86, 1939.
8. Swann, W. F. G. Terr. Magn. 19, 171, 1914.
9. Becker, A. Zeitschr. f. Instrumentenkunde 29, 259, 1909.
10. Israëi, H. und Köhler, H. Phys. Zeitschr. 30, 15, 1935.
11. Gish, O. H. Gerl. Beitr. 35, 1, 1932.
12. Israëi, H. Gerl. Beitr. 23, 153, 1929. Zeitschr. f. Geophys. 5, 342, 1929.
13. Leckie, A. J. Gerl. Beitr. 52, 280, 1938.
14. Torreson, O. W. and Wait, G. R. Terr. Magn. a. Atm. Electricity Vol. 39/1, 47, 1934.
15. Israëi, H. Gerl. Beitr. 31, 180, 1931.
16. Yunker, E. A. Terrestrial Magn. a. Atm. Electricity 45, 127, 1940.
17. Hess, V. F. Gerl. Beitr. 22, 256, 1929.
18. Mathias, O. Gerl. Beitr. 27, 360, 1930.
19. Itiwara, Yo. Phys. Zeitschr. 32, 97, 1931.
20. Чернявский, Е. А. О некоторых новых способах использования солнечной радиации и ионизации воздуха. Центральный ин-т курортологии, 1951.
21. Васильев, Л. Л. Теория и практика лечения ионизированным воздухом. Ленинград, 1953.
22. Далимов, З. А. Гемодинамика как показатель эффективности лечения больных гипертонической болезнью гидроаэроионизацией. Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. мед. наук. Ташкент, 1955.
23. Елкин, И. И. и Эйдельштейн, С. И. Аэрозоли антибиотиков. Москва, 1955.
24. Герасимова, М. Н. Известия АН СССР, серия географическая и геофизическая № 4—5, 1939.
25. Литвинов, В. Ф. Ученые записки Казахского государственного университета. Том II. Алма-Ата, 1938.
26. Цванг, Л. Р. Известия АН СССР, серия геофизическая 2, 202, 1956.
27. Рейнет, Я. Ю. Труды ГГО, вып. 58(120), 23, 1956.
28. Israëi, H. Gerl. Beitr. 35, 341, 1932.
29. Рейнет, Я. Ю. Комбинированный счетчик атмосферных ионов. Академия Наук СССР. Институт технико-экономической информации. Москва, 1955.
30. Norinder, H. and Sikсна, R. Arkiv för Fysik, 5/23, 471, 1951.
31. Рейнет, Я. Ю. Установка для ионизации воздуха в помещении. Филиал Всесоюзного института научной и технической информации. Москва, 1957.
32. Sikсна, R. Arkiv för Fysik 5/25, 531, 1951.
33. Рейнет, Я. Ю., Митт, А. М., Марран, Х. Э. Термоионизатор для униполярной аэроионизации воздуха. Филиал Всесоюзного института научной и технической информации. Москва, 1957.
34. Яковлев, В. В. Узб. гос. научн. иссл. ин-т курортологии и физиотерапии. Сб. XII, 257, 1951.
35. Burkhardt, E. Annalen der Physik 23, 231, 1935.
36. Küster, E. und Dittmar, C. Zeitschrift für Krebsforschung 50/6, 457, 1940.
37. Рейнет, Я. Ю. Гидроионизатор. Филиал Всесоюзного института научной и технической информации. Москва, 1957.

# UUS APARATUUR JA MEETOD ATMOSFÄÄRI AERO- JA HÜDROIOONIDE TIHEDUSE MÄÄRAMISEKS

J. Reinet

## Resümee

Töös on kirjeldatud uue konstruktsiooniga atmosfääri aero- ja hüdroioonide loendajat, mis töötab laengukao meetodil ja on varustatud kõrgtundliku elektromeetriga.

Ioonide loendamisel on kõrvaldatud vastasvälja mõju ja laengute roomamine isolaatoreid mööda.

Pinge muutmine kondensaatoril ei põhjusta mõõtesüsteemi isolatsiooni polariseerumist.

Kasutades kaht kondensaatorit on võimalik samaaegselt mõõta positiivsete ja negatiivsete ionide spektrit.

Loendajat on edukalt rakendatud vee ja vesilahuste pihustamisel tekkinud hüdroioonide tiheduste mõõtmisel, mida tavaliste aspiraatoritega ei olnud võimalik teha.

On kindlaks tehtud, et u/v-lamp IIPK-2 tekitab ruumis ülekaalukalt negatiivse ionisatsiooni, eriti kerge ja keskmiste ionide spektri osas, kuna elektriküttekeha (elektripliit või -ahi lahise hõõgspiraaliga) põhjustab ruumis positiivsete ionide kasvu ja negatiivsete ionide langust.

Ruumi õhus võib negatiivset ionisatsiooni tunduvalt tõsta, puhudes läbi u/v-lambi katte õhku kiirte levimise suunas.

U/v-lambi paigutamine ruumi suunatava värske õhu kanalisse võimaldab õhku mitte ainult desinfitseerida, vaid ka negatiivselt ioniseerida, suunates samaaegselt ruumis viibijatele u/v-kiirte hajuvat kiirgust.

On näidatud, et meditsiinis laialdast rakendust leidnud medikamentide vesilahuste pihustajad, nn. inhalaatorid, tekitavad vesilahuse pihustamisel õhus tugeva bipolaarse ionisatsiooni.

Auru-inhalaatorist väljuv aur üksi ei ole ioniseeritud, kuid auruga pihustatud vesi ja vesilahused põhjustavad ruumis ionisatsiooni olukorra muutuse.

Tekitades inhalaatori medikamentide düüsi ava vastu elektrivälja on võimalik saada täiesti unipolaarne ja tugev ionisatsioon ruumis, mida põhjustavad ühemärgiliselt laetud hüdroioonid ehk aerosoolide pihu.

## **NEW APPARATUS AND METHOD FOR THE DETERMINATION OF THE SPECTRA AERO- AND HYDRO-IONS IN THE ATMOSPHERE.**

**I. Reinet**

### **S u m m a r y**

The present paper describes a new type of counter of the aero- and hydro-ions in the atmosphere, which is based on the principle of the loss of charge and is equipped with a highly sensitive electrometer.

In computing the quantity of ions the interference of the opposite field and the escape of charges along insulators have been eliminated.

A change in tension at the condenser does not cause polarisation of the insulation of the measuring system.

If two condensers are used, it is possible to measure the spectra of positive and negative ions at the same time. The counter has been successfully applied in measuring the density of hydro-ions produced by the atomisation of water and aqueous solutions, whereas this proved impossible when an ordinary aspirator was used.

It has been ascertained that an ultraviolet lamp of the type ППК-2 will create in a closed room a preponderantly negative ionisation, especially in that part of the spectrum which embraces the small and intermediate ions, whereas an electric heater (an electric ring or stove with an exposed coil) gives rise to an increase in the number of positive ions and a corresponding decrease in negative ions.

Negative ionisation in the air of a room may be considerably increased by pumping air through the shade of the ultraviolet lamp in the direction of the projection of the rays.

By placing the ultraviolet lamp in a current of fresh air that is flowing into the room, it is possible not only to disinfect the air but also to give a negative ionisation to the diffused radiation of ultraviolet rays to which the persons in the room are being exposed.

It is demonstrated that sprays for atomising medicinal solutions, the so-called inhalers that are so widely used in clinical practice, create a strong bipolar ionisation in the air.

The steam emitted by a steam-inhaler is not ionised of itself, but the water and aqueous solutions atomised by the steam effect the state of ionisation in the room.

By placing an electric field in front of the nozzle of the spray, it is possible to create in the room an entirely unipolar and powerful ionisation, produced by the similarly charged hydro-ions or a cloud of aerosols.

# ATMOSFÄÄRI IONISATSIOONI MUUTUSTEST TARTUS AASTASE PERIOODI VÄLTEL

J. Reinet  
Füüsikakateeder

## Sissejuhatus

Atmosfääri õhku maapinna läheduses võime vaadelda kui kolloidset süsteemi, kus gaaside molekulide seas leidub mitmesuguste ainete osi, millede suurus ulatub molekulide suurusest kuni nähtavate udu- või vihmapiisakesteni. Mõned nendest mikrokoopilistest osakestest, kaasa arvatud ka suhteliselt väike osa gaasimolekulidest, on elektriliselt laetud ja etendavad tähtsat osa mitte ainult õhu elektrilistes nähtustes, vaid ka sademete tekkimise protsessides. Seega atmosfääri elektri, atmosfääri ionisatsiooni nähtused mõjustavad sademete kaudu oluliselt elu- protsesse Maa peal.

Atmosfääri ionide otsest mõju elusorganismidele on paljude silmapaistvate uurijate töödes esile tõstetud. Põhjalikumad monograafiad sel alal on Dessaueri [1], Schmidti [2], Edströmi [3] ja Vassiljevi [4] tööd. Kuid vaatamata senistele ulatuslikele uurimustele ei ole see küsimus tänapäeval veel täielikult selgitatud. Loodetavasti annavad lähemad aastakümned siin lõpliku vastuse.

Vastuvaidlematult on aga selge, et maapinnalähedaste õhukihide ionisatsiooni üksikasjaline tundmine on kujunemas möödapääsmatuks vajaduseks mitte ainult geofüüsikutele-atmosfäärifüüsikutele, vaid samuti paljude teiste teaduslike distsipliinide uurijatele.

Tänapäeval me enam ei kujutle, et balneoloogias, klimaterapias jne. saaks edukalt töötada, rakendamata atmosfääri ionisatsiooni uurimismeetodeid. Eriti vajalik on nende meetodite rakendamine looduslike ja kunstlike radioaktiivsete ainete poolt tekitatud ionisatsiooni mõju selgitamisel.

Kunstlikkude radioaktiivsete ainete pideva tootmisega kasvab päev-päevalt nende ainete kasutamine niihästi meditsiinis kui ka bioloogias ja seepärast jäävad ionisatsiooni küsimused ka edaspidi tihedalt seotuks biofüüsika küsimustega.



Ohu ionisatsiooni nähtuste üksikasjaliseks uurimiseks niihästi vabas atmosfääris kui ka elu- ja tööruumides on seepärast vaja konstrueerida kohased seadeldised ja anda sobivad meetodid, mis võimaldavad kiiresti ja küllalt täpselt iseloomustada atmosfääri ionide „spektrit” \*

Aluseks võttes ionide liikumise kiirust (cm/sek) elektriväljas, mille tugevus on 1 volt/cm, on käesolevas töös atmosfääri ionid jagatud järgmiselt:

Ioonide grupp	Ioonide liikuvus $k$ (cm <sup>2</sup> /sek volt)
I. Kerged ionid:	$k \geq 0,1$
1. Molioonid	$k \geq 1,0$
2. Vahepealsed ionid	$1,0 > k \geq 0,1$
II. Rasked ionid:	$0,1 > k \geq 0,00025$
1. Keskmised ionid	$0,1 > k \geq 0,01$
2. Poolrasked ionid	$0,01 > k \geq 0,001$
3. Langevin'i ionid	$0,001 > k \geq 0,00025$
III. Ultrarasked ionid	$k < 0,00025$

Alates 1951. aastast on autor omakonstrueeritud atmosfääri ionide kombineeritud loendajaga [5] uurinud koos TRÜ õppejõu H. Marraniga atmosfääri ionide spektrit Tartus, eriti kerge ja raskete ionide piirkonnas.

Selle töö peamiseks eesmärgiks ongi esitada lühidalt atmosfääri ionide spektris esinevate ionide gruppide ionide tiheduste ööpäevane ja aastane käik Tartus kesklinna oludes üheaastase (1951. a.) perioodi vältel ning esile tuua seost üksikute ionide gruppide ionide tiheduste ning ionide tiheduste ja meteoroloogiliste elementide vahel.

Sel eesmärgil teostati 1951. aastal Tartus kindlaajalise plaani kohaselt 19940 regulaarset ionide tiheduse mõõtmist, kusjuures mõõdeti molioonide ( $n_1^{\pm}$ ), kerge ( $n_2^{\pm}$ ), keskmiste ja poolraskete ( $N_1^{\pm}$ ) ning raskete ( $N_2^{\pm}$ ) positiivsete ja negatiivsete ionide tihedust võrdse arvul.

Need regulaarsed ionide tiheduse mõõtmised toimusid järgmiselt: iga kuu neljal nädalal mõõdeti ühel päeval, tavaliselt 4-ndal, 11-ndal, 18-ndal ja 25-ndal kuupäeval ülalnimetatud ionide tihedust 24 tundi (kogu ööpäev järjest).

Nende 24-tunniliste vaatluste eel- ja järelpäeval teostati iga ionide grupi tiheduse määramist 8 korda ja nimelt kell 1, 4, 7, 10, 13, 16, 19 ja 22 keskmise kohaliku päikeseaja järgi. Ülejäänud neljal nädalapäeval teostati ionide tiheduse mõõtmisi vaid kolm korda ööpäeva jooksul ja nimelt kell 7, 13 ja 19.

Peale nende regulaarsete vaatluste teostati veel erivaatlusi neil

---

\* Atmosfääri ionide „spektri” all me mõistame ruumühikus leiduvate elektriliselt laetud partiklite (õhu molekulide, aerosoolide jne.) nn. ionide jagunemist nende liikuvuse järgi elektriväljas.

aegadel, kus esinesid erakordsed atmosfäärilised nähtused (äike, virmalised jne.).

Kokkuvõtlikud tulemused molioonide  $k \geq 1,0$  cm<sup>2</sup>/sek volt) ja kergete ionide ( $k \geq 0,1$  cm<sup>2</sup>/sek volt) osas on esitatud käesolevas töös, ainult vajaduse korral käsitletakse küsimust selgitava võrdlusmaterjalina ka raskete ( $N_2$ ) ionide ( $0,1 > k \geq 0,00025$  cm<sup>2</sup>/sek volt) ja keskmiste ning poolraskete ( $N_1$ ) ionide ( $0,1 > k \geq 0,001$  cm<sup>2</sup>/sek · volt) tiheduse samaaegseid muutusi.

1951. aastale järgnevatil aastail kuni 1955. aastani viidi läbi peamiselt üksikutel talvepäevadel Tartus ka kergete ionide karakteristikute uurimisi, millede üksikasjaline analüüs ei kuulu käesoleva töö raamidesse, küll aga on kinnitanud mõnd selles töös mainitud fakti.

Samal ajal, kui teostati atmosfääri ionide tiheduse regulaarseid mõõtmisi 1951. aastal, jälgiti ka meteoroloogiliste elementide (õhurõhk, temperatuur, relatiivne ja absoluutne niiskus, sademed, tuule suund ja tugevus, nähtavus, maapinna seisund, pilvede koguhulk jne.) muutusi. Meteoroloogiliste elementide vaatlusmaterjal saadi ENSV Teaduste Akadeemia Geofüüsika Observatooriumist, mis asus ionide tiheduse mõõtmise vaatluskoha TRÜ peahoone läheduses (umbes  $\frac{1}{2}$  km).

Ioonide loendamisel oli aspiraatoris (loendaja kondensaatoris) laminaarne õhuvool, mida kontrolliti 1) katseliselt ja 2) arvutati valemi

$$R_e = \frac{\Phi}{\nu \cdot \pi \cdot (R + r)} \text{ abil,}$$

kus  $R_e$  — Reynoldsi kriitiline arv,

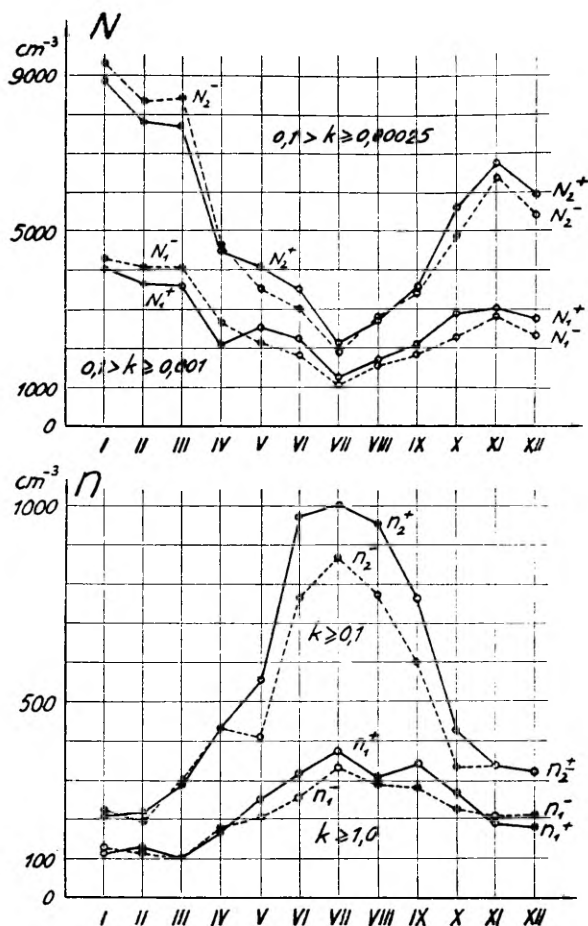
$\Phi$  — õhuvoolu ruumkiirus (cm<sup>3</sup>/sek) ja

$R, r$  — loendaja kondensaatori välis- ja siseelektroodi raadiused ja

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (\eta \text{ — dñn. viskoossuskoefitsient ja} \\ \rho \text{ — õhutihedus}).$$

## f. Ioonide tiheduse ööpäevane ja aastane käik

Tartus 1951. aastal teostatud ionide tiheduse mõõtmiste tulemusena ilmnes, et atmosfääri primaarsed ioonid, nn. molioonid ( $k \geq 1,0$  cm<sup>2</sup>/sek volt) omasid aastast käiku miinimumiga märtsis (joonis 1), mil maapind on kõige enam läbi külmunud, lumikate kõige paksem ning tihedam, ja maksimumiga juulis, mil maapinna soojenemisest tingitud püstvoolud on kõige tugevamad. Tuleb mainida, et suvel, alates maikuust, mil pinnas on täiesti läbi sulanud ning kuiv, on ülekaalus positiivsed molioonid, kuid novembrist peale, kui pinnas on sügissadudest märg ja hakkab küluma, me märkame negatiivsete molioonide ülekaalu. Neid tähele-



Joonis 1. Atmosfääri ionide tiheduse aastane käik Tartus 1951. aastal.

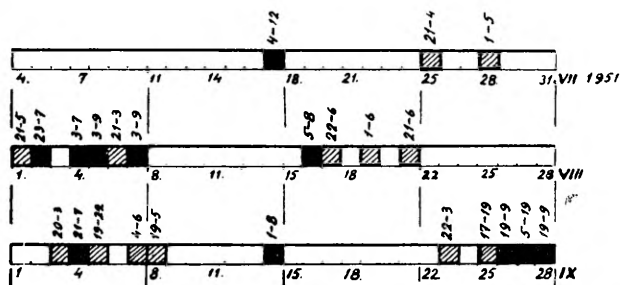
panekuid võib rahuldavalt seletada atmosfääri tunginud pinnase õhu ülekaaluka positiivse ionisatsiooniga soojal poolaastal (maist novembrini) ja atmosfääri pääsenud pinnase radioaktiivsete ainete laguproduktide positiivsete laengutega, mis põhjustavad ka negatiivsete molioonide vähenemist viimaste rekombineerumisel positiivselt laetud osakestega.

Pinnase läbiligunemise ja külmumise korral avaldab mõju atmosfääri primaarsete ionide tekkimisele esijoonel  $\gamma$ -kiirgus. On teada, et mida suuremat energiat kannab endas kiirguskvant, seda enam on võimalusi, et aatomist lüüakse välja mitte üks, vaid mitu elektroni, mistõttu lühilainelised  $\gamma$ -kiired tekitavad ülekaalukalt negatiivseid ioone (molioone).

Augustikuul näeme molioonide tiheduses suhtelist vähene-

mist, mis arvatavasti on tingitud sellest, et 1951. aasta augustikuul \* sademed, mis kannavad alla linnaõhus rikkalikult leiduvaid tuumi, peaaegu puudusid.

Atmosfääri primaarsed ioonid muutuvad tuumadega liitudes rasketeks ionideks ja see põhjustas ka molioonide tiheduse suhtelist vähenemist 1951. a. augustikuul.



Joonis 2. Päevad (viirutatud ruudud) ja kellaajad, mil esines udu juulis, augustis ja septembris.

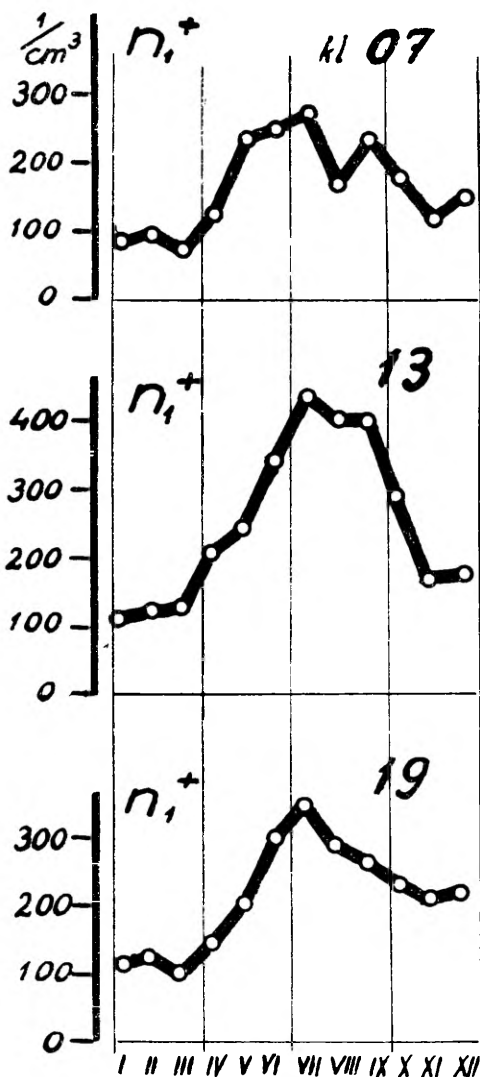
Teiselt poolt avaldab molioonide tihedusele märgatavat mõju püsiv udu. Joonisel 2 on augusti ja sellele eelneva (juuli) ning järgneva (septembri) kuu vaatluspäevadest vastavalt viirutatud need, mil esines tugev või nõrk udu, kusjuures ülemised arvud näitavad udu kestuse kellaageu. Augustikuul esines udu peamiselt hommikuste, septembris aga õhtuste vaatluste ajal. Udu korral aga molioonide, eriti positiivsete molioonide tihedus langeb. See udu mõju ilmneb selgesti, kui jälgime molioonide tiheduse aastast käiku üksikute kellaageade, näiteks kella 7, 13 ja 19 vaatlusmaterjali põhjal (joonis 3). Jooniselt 3 selgub, et hommikuti (kell 07) on augustikuul positiivsete molioonide tihedus ( $n_1^+$ ) vähem kui septembris, kuna õhtuste (kell 19) vaatluste keskmised näitavad vastupidist.

Molioonide keskmine tihedus 1951. aastal Tartus kogu vaatlusmaterjali alusel oli  $n_1^+ = 230$  ja  $n_1^- = 210$  ning unipolaarsuse kordaja  $q_1 = 1,10$ .

Kergeste ionide ( $k \geq 0,1$  cm<sup>2</sup>/sek volt) aastases käigus on

\* 1951. aasta augustikuul oli Tartus sademeid vaid 9,3 mm (augustikuul 28-l vaatluspäeval oli sademeid kokku 7,8 mm), kuna 70 a. (1866.—1935. a.) sademete keskmine Tartus [6] augustikuul oli 81,7 mm. Tegelikult oli suuremaid sademeid 1951. a. augustikuul vaid ühel päeval — 15. augustil (4,8 mm).

Mainitagu siinkohal, et 1951. aasta meteoroloogiliste elementide aastakeskmised kui ka üksikute kuude keskmised ei erinenud märgatavalt (välja arvatud sademete vähesus augustikuul) Tartus 70-a. (1866.—1935. a.) vaatlusperioodil saadud meteoroloogiliste elementide keskmistest.

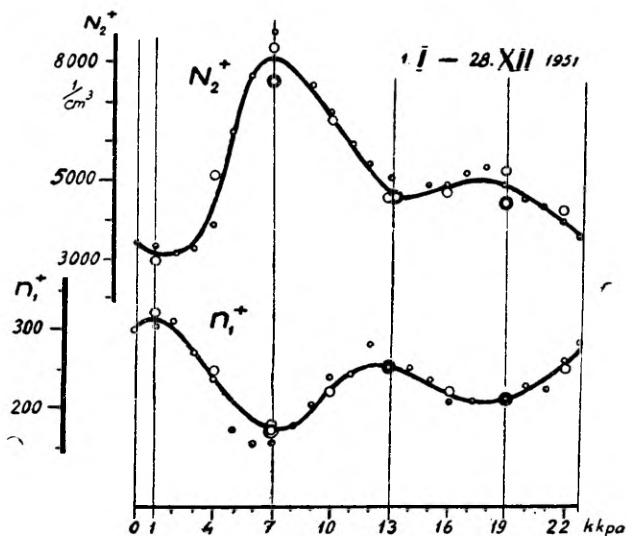


Joonis 3. Positiivsete molioonide tiheduse aastane käik kell 07, 13 ja 19 vaatluste andmetel.

samuti maksimum suvel juulikuus, kuid miinimum on nihkunud jaanuari-veebruarikuule (joonis 1). Ka kergete ionide aastases käigus märkame positiivsete ionide ülekaalu suvel (maist novembrini). Raskete ionide ( $0,1 > k \geq 0,00025 \text{ cm}^2/\text{sek} \cdot \text{volt}$ ) aastane käik on üldiselt antibaasis molioonide (kergete ionide) aastase käiguga, omades miinimumi suvel juulikuus ja maksimumi talvel.

Analoogiline pilt ilmneb ka keskmiste ja poolraskete ionide ( $0,1 > k \geq 0,001$  cm<sup>2</sup>/sek volt) aastase käigu puhul (joonis 1).

Kergete ionide ja molioonide tiheduste suur erinevus soojal aastaajal ei saa olla tingitud raskete ionide oomilise voolu mõjust, sest suvel on raskete ionide tihedus suhteliselt väike ja kergete ionide ning molioonide tiheduste erinevus suur, vaid seda põhjustavad ionid, millele liikuvus asub vahemikus 1,0 kuni 0,1 cm<sup>2</sup>/sek volt, nagu seda ka hilisemad atmosfääri kergete ionide karakteristikute uurimised Tartus on kinnitanud.



Joonis 4. Molioonide ja raskete ionide ööpäevane käik Tartus 1951. aastal.

Talvel aga, kus raskete ionide tihedus on suur (ulatudes jaanuaris vahel kuni  $10^4$  ionini 1 cm<sup>3</sup> õhus) ja seega nende oomilise voolu mõju kergete ionide tiheduse mõõtmisel märgatav, on raske otsustada kergete ionide ja molioonide tiheduse vahelise erinevuse [7, lk. 29 joon. 6] \* põhjuse üle, kasutamata karakteristikute meetodit [8].

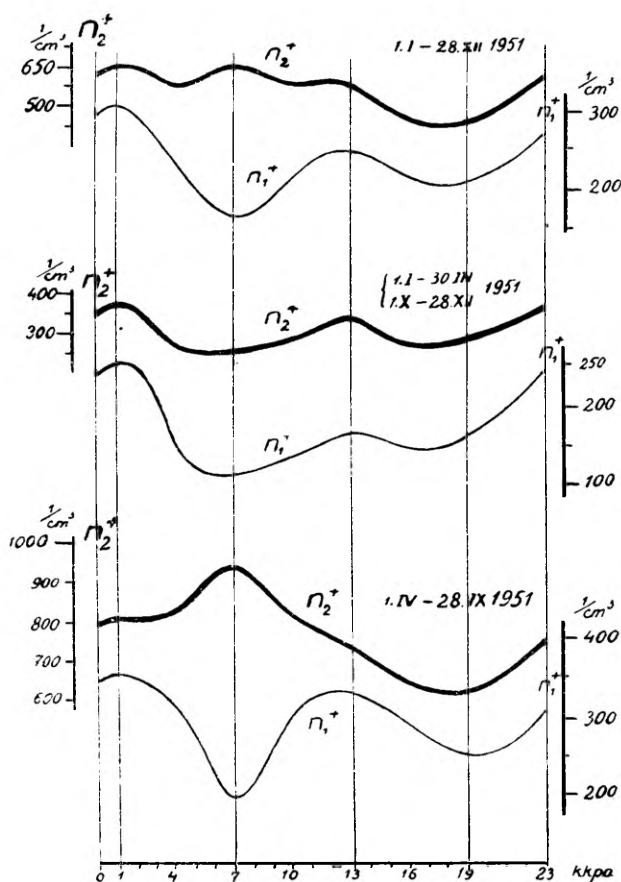
Rakendades viimati mainitud meetodit, on Tartus ka talveperioodil alates 1951. kuni 1955. a. ionide spektris liikuvuste vahemikus 1,0 kuni 0,1 cm<sup>2</sup>/sek volt leitud erinevaid ionide gruppe, mis mõjustavad ka talvel kergete ionide ja molioonide tiheduste erinevust.

Kergete ionide ( $k \geq 0,1$  cm<sup>2</sup>/sek·volt) keskmine tihedus 1951. aasta kogu vaatlusmaterjali alusel oli  $n_2^+ = 540$  ja  $n_2^- = 460$  ning unipolaarsuse kordaja  $q_2 = 1,17$ , kuna raskete ionide ( $0,1 >$

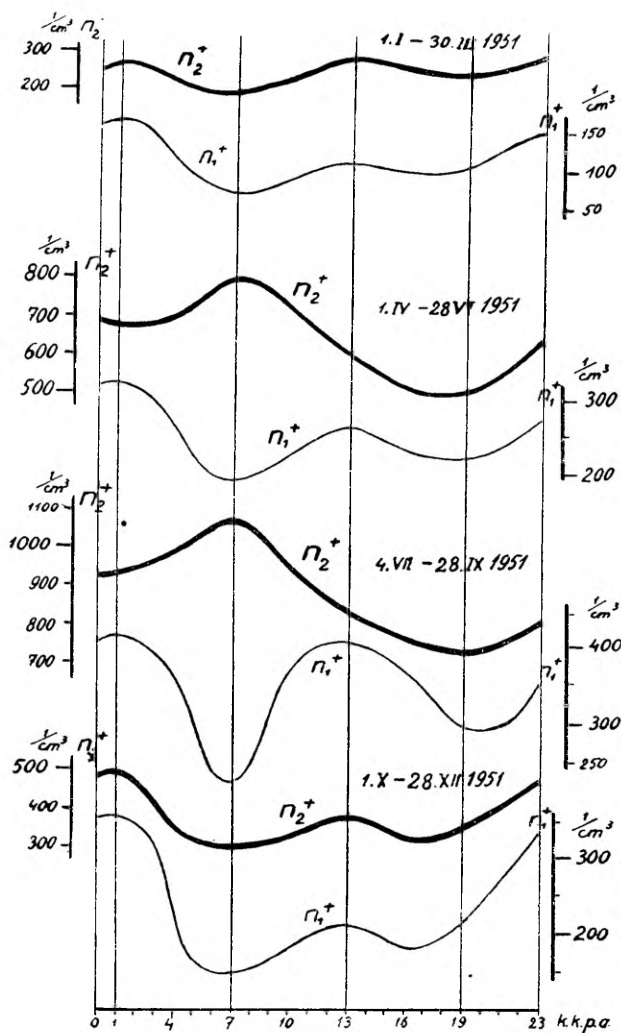
\* Tsiteeritud töös lk. 29 joon. 5 on trükiviga: ordinaatteljel on 1000 ja 500, peab olema 10 000 ja 5 000.

$> k \geq 0,00025 \text{ cm}^2/\text{sek volt}$ ) tihedus oli:  $N_2^+ = 5250$  ja  $N_2^- = 5150$  ja  $Q_2 = 1,02$ .

Jälgides aga atmosfääri ionide tiheduse ööpäevast käiku kogu aastase vaatlusmaterjali [5, lk. 15 ja 16] alusel näeme, et molioonide tiheduse ööpäevases käigus on peamaksimum pärast keskööd kella 2 paiku ja peamiinimum hommikul kell 7, kuna osamaksimum esineb keskpäeval pärast kella 12 ja osamiinimum õhtul enne kella 19. Selline molioonide tiheduse ööpäevane käik ilmneb üldjoontes niihasti külmal kui ka soojal poolaastal. Joonisel 4 on kujutatud positiivsete molioonide ( $n_1^+$ ) ja raskete ( $N_2^+$ ) ionide ööpäevane käik kogu aastase vaatlusmaterjali põhjal. Pidev joon ühendab igale täistunnile vastavate ionide tiheduste kaalutud keskmisi ladusa kõverana, ringid kujutavad vastaval kellaajal (keskmise kohaliku päikesaja järgi — kkpa) üksikutel vaatluspäevadel mõõdetud ionide tiheduse keskmisi:  $\odot$  — nende vaat-



Joonis 5. Molioonide ja kergete ionide tiheduste ööpäevane käik soojal ja külmal poolaastal.



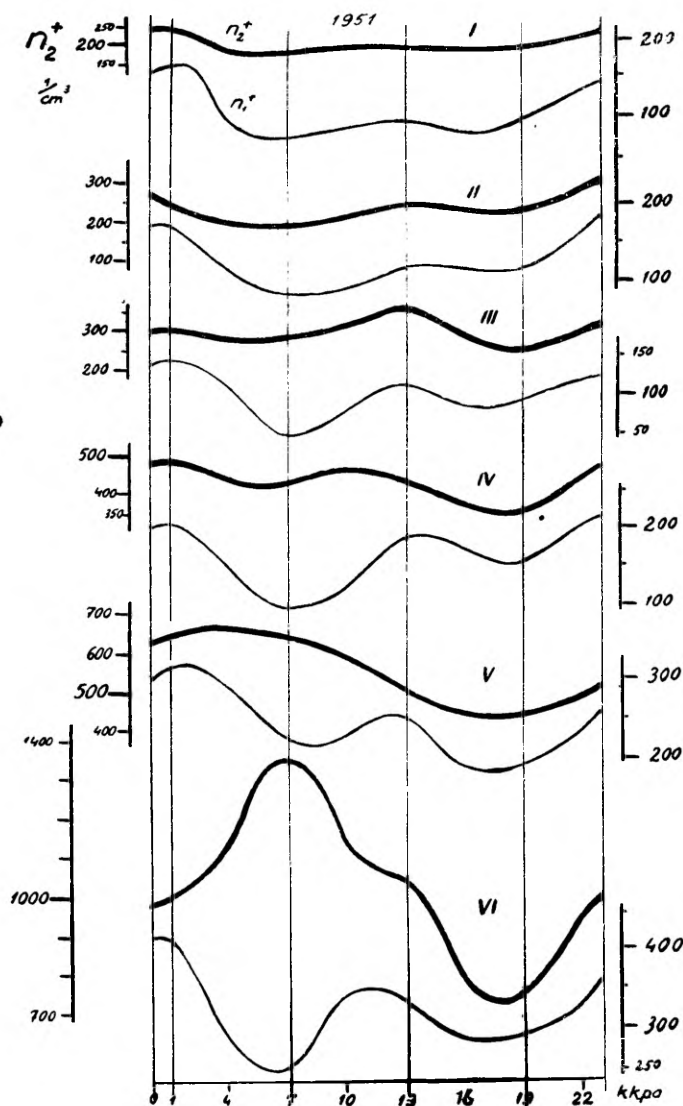
Joonis 6. Molioonide ja kergete ionide tiheduste ööpäevane käik erinevatel aastaegadel.

luspäevade vastaval kellaajal mõõdetud tiheduse keskmine, kus mõõtmistsükleid\* on teostatud vaid 3 korda päevas, ○ — 8 korda päevas ja ○ — 24 korda päevas.

Joonisel 5 kujutavad ülemised kõverad positiivsete kergete ionide ( $n_2^+$ ) ja molioonide ( $n_1^+$ ) tiheduse ööpäevast käiku kogu

\* Iga mõõtmise tsükkel koosneb 8-st eri ionide grupi mõõtmisest:  $N_1^-$ ,  $N_2^-$ ,  $N_1^+$ ,  $N_2^+$ ,  $n_1^-$ ,  $n_2^+$  ja  $n_1^+$ . mis läbi viidi nii, et üleminek raskete ionide ( $N_2^+$ ) loendamisest kergete ionide ( $n_2^-$ ) loendamisele toimus täistunnil keskmise kohaliku päikesaja järgi [5, lk. 12].

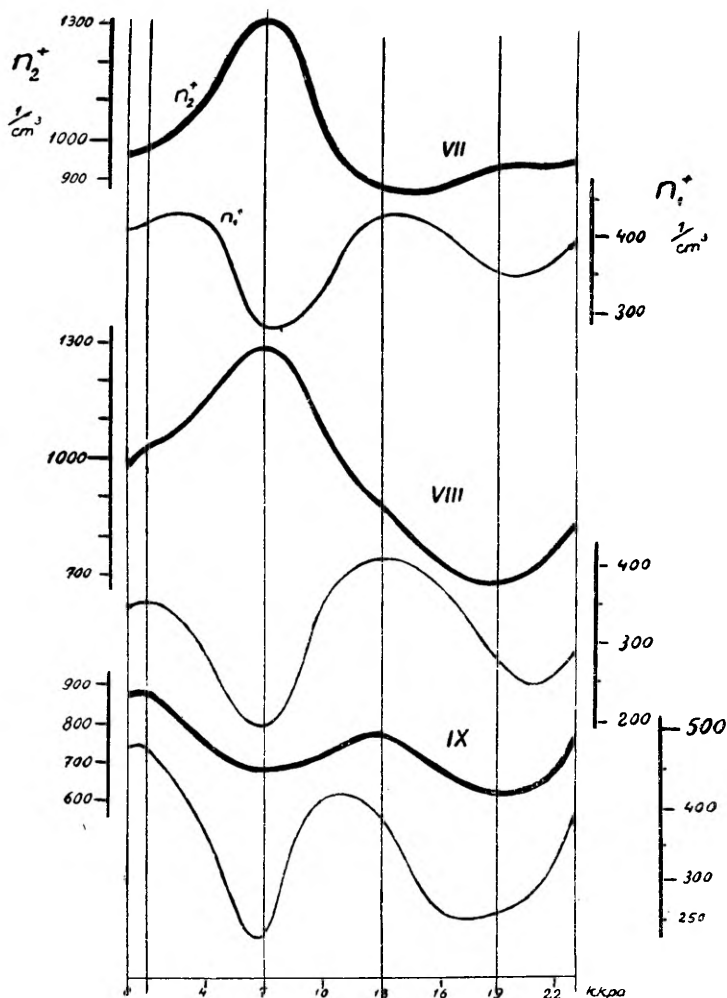




Joonis 7.1. Molioonide ja kergete ionide ööpäevane käik jaan.—juuni.

aastase vaatlusmaterjali põhjal, kuna keskmised kõverad iseloomustavad äsjamainitud ionide tiheduse ööpäevast käiku külmal poolaastal (aasta I ja IV kvartalil) ja alumised kõverad samade ionide tiheduse ööpäevast käiku soojal poolaastal (1. IV — 28. IX 1951)

Joonisel 6 on kujutatud kergete ionide ( $n_2^+$ ) ja molioonide ( $n_1^+$ ) tiheduse ööpäevane käik üksikutes kvartalites.

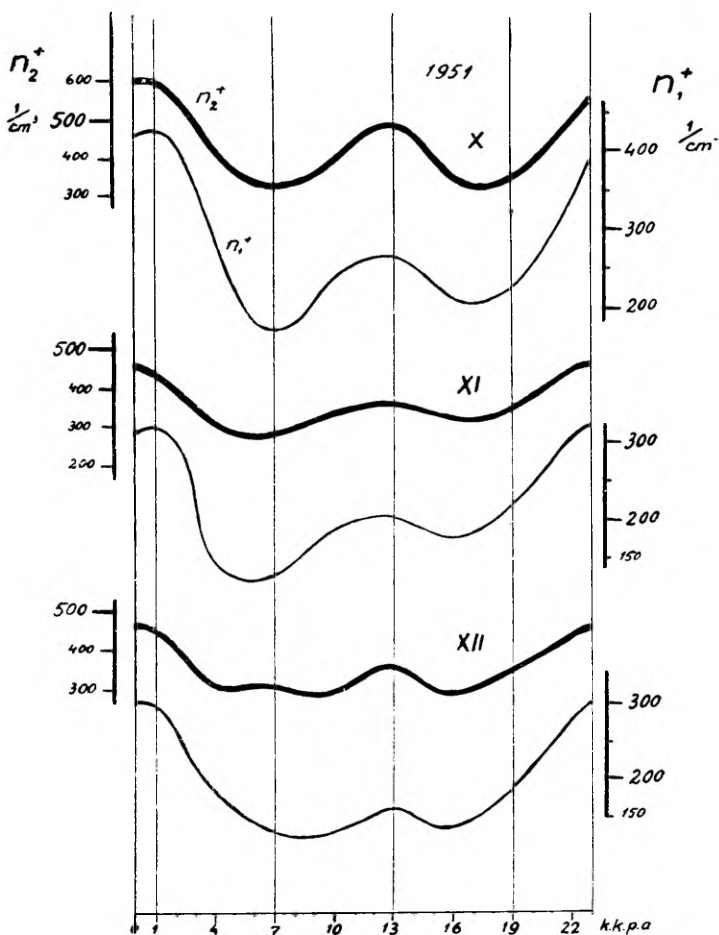


Joonis 72. Molioonide ja kergete ionide ööpäevane käik juuli—sept.

III kvartalil (suvel) keskpäevane molioonide tiheduse ( $n_1^+$ ) osamaksimum on valitsevate tugevate õhu püstvoolude tõttu ulatuslikult domineeriv ega erine märgatavalt öisest maksimumist.

Raskete ionide tiheduse ( $N_2$ ) ööpäevane käik on üldiselt anti-baasis molioonide tiheduse ööpäevase käiguga (joonis 4). Peamiinimum on pärast keskööd (kell 2) ja peamaksimum hommikul (pärast kella 7), osamiinimum on pärast keskpäeva ja osamaksimum õhtu eel.

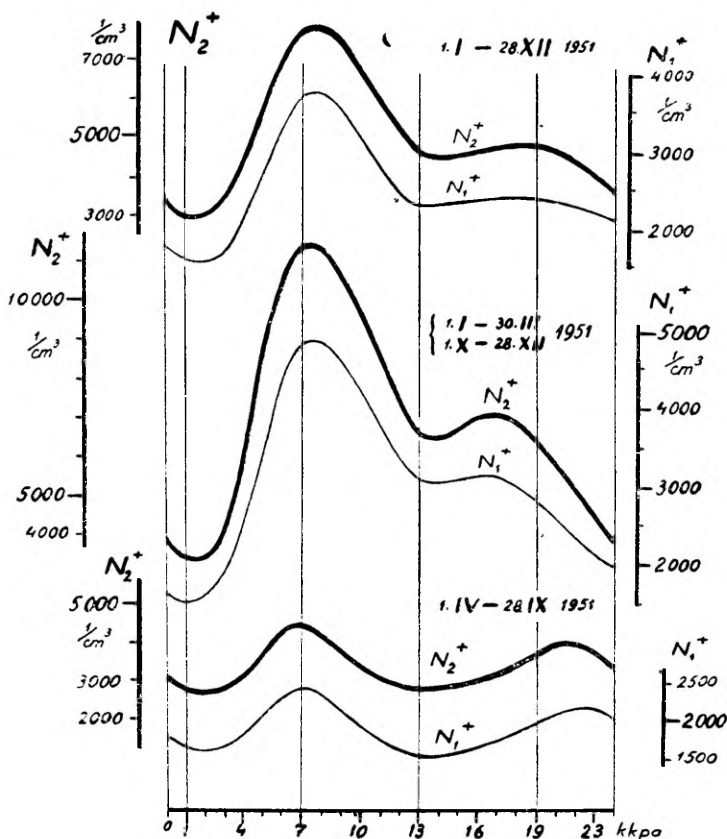
Kergete ionide ( $k \geq 0,1 \text{ cm}^2/\text{sek volt}$ ) tiheduse ööpäevast käiku analüüsides ilmnes, et see ionide grupp omab kord moli-



Joonis 73. Molioonide ja kergete ionide ööpäevane käik okt.—dets.

oonide, kord jälle raskete ionide ööpäevast käiku sõltuvalt aastaajast (joonis 6). Eriti märkimisväärne on siin see fakt, et kerged ionid soojal poolaastal, kus raskete ionide tihedus muutub minimaalseks, omavad rasketele ionidele iseloomulikku ööpäevast käiku (hommikune maksimum), kuna külmal aastaajal, kus raskete ionide tihedus on maksimaalne, kergete ionide ööpäevane käik aga jälgib üldiselt raskete ionide tihedusega antibaasis olevat molioonide ööpäevast käiku (joonis 5).

Kuid veelgi kujukamalt ilmneb, kuidas kergete ionide tiheduse ööpäevane käik on sarnane raskete ionide tiheduse ööpäevase käiguga soojal aastaajal (juuli) ja molioonide tiheduse ööpäevase käiguga külmal aastaajal (veebruari), kui vaatleme ionide tiheduse ööpäevast käiku kuust kuusse (joonis 7<sub>1-3</sub>).



Joonis 8. Raskete ionide ööpäevane käik sooja ja külma aastaajal.

Molioonide ja raskete ionide tiheduse „kahekordne laine” näib olevat tingitud õhus leiduvate tuumade sisalduse muutusest, Päikese kiirgusest tingitud õhu konvektsioonvooludest ja turbulentsist.

Õine molioonide tiheduse peamaksimum ja raskete ionide tiheduse peamiinimum langevad ajale, mil õhk on kõige puhtam (pärast keskööd), kuna hommikune molioonide peamiinimum ja raskete ionide peamaksimum langevad ajale, millal õhk (eriti kütteperioodi kestel) on kõige tuumarikkam, temperatuur minimaalne, relatiivne niiskus maksimaalne ja tuule kiirus väike.

Pärastlõunane molioonide sekundaarne maksimum on tingitud õhu püstvooludest, konvektsioonist, mis eriti jõuliselt ja ulatuslikult esile kerkib III kvartalil, kus konvektsioonvoolude mõju on kõige suurem. Konvektsioonvoolud mitte ainult ei kanna kõrgemasse õhukihtidesse pinnase tugevasti ioniseeritud õhku, vaid kannavad kõrgemale ka tuumaderikast õhku, mille asemele asub

tuumadevaene õhk. See toob raskete ionide tiheduses esile sekundaarse miinimumi, mis ulatuslikult on süvenenud soojal aastaajal (joonis 8), eriti aga III kvartalis, kus konvektsioonvoolud on kõige tugevamad. Öhtu eel konvektsioonvoolud nõrgenevad ja õhu tuumaderikkus kasvab, mis põhjustabki molioonide tiheduse öhtuse sekundaarse miinimumi ja raskete ionide tiheduse sekundaarse maksimumi. Öö saabudes tuumade arv väheneb, õhk muutub puhkamaks ja molioonide tihedus kasvab peamaksimumi suunas, kuid raskete ionide tihedus langeb, jõudes pärast kella 2 ööpäevase käigu ekstreemsete väärtusteni.

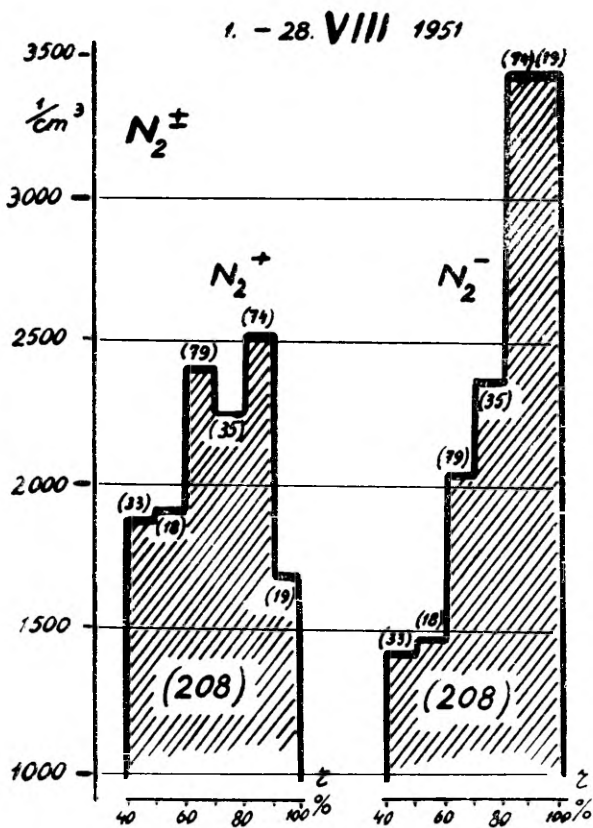
Molioonide tiheduse ööpäevases käigus esilekerkiv pärastlõunane osamiinimum talvepoolaastal tekib varem (kella 16—17 paiku), kuna soojal poolaastal see nihkub edasi hilisemale ajale (kella 19—20) kooskõlas raskete ionide pärastlõunase osamaksimumiga (joonised 5 ja 8) Öhtuse osamiinimumi (vastavalt osamaksimumi) nihkumine on kooskõlas Päikese loojangu aja nihkumisega.

## 2. Seosest ionide tiheduse ja meteoroloogiliste elementide vahel

Otsides seost ionide tiheduse ja meteoroloogiliste elementide vahel näeme, et neid seoseid ei ole igakord võimalik avastada paljude teiste segavate kõrvalmõjude tõttu või on need seosed koguni erinevad külmal ja soojal aastaajal. Seepärast võime eksida, otsides neid seoseid kogu aastase vaatlusmaterjali põhjal, eraldamata seda sesoonilisteks või veelgi lühemateks (kontinentaalsete ja mariitiimsete õhumasside jne.) vaatlusperioodideks.

Teinekord aga on mõnd seost, kui see ka ilmneb, raske täiesti rahuldavalt füüsikaliselt tõlgendada, näiteks näivat korrelatiivset seost ionide tiheduse ja temperatuuri vahel. Temperatuuri muutused põhjustavad pinnase külmumist või sulamist ja seega pärsivad või soodustavad radioaktiivse ionisaatori toimet ja atmosfääris leiduva niiskuse ning tuumade muutust, mis omakorda kajastub ionisatsiooni muutuses. Mõnikord aga võib ühe ja sama ionide grupi negatiivsete või positiivsete ionide tiheduste seos mõne meteoroloogilise elemendiga olla ka erinev. Näiteks sademetevaeasel 1951. a. augustikuul, jälgides relatiivse niiskuse muutudes raskete ionide tiheduse ( $N_2$ ) muutust (joonis 9), paneme tähele, et relatiivse niiskuse kasvades raskete negatiivsete ionide tihedus ( $N_2^-$ ) üldiselt kasvab,\* kuna positiivsete raskete ionide ( $N_2^+$ ) puhul sellist korrapärasust ei ilmne. Negatiivsete raskete ionide suurt kasvu relatiivse niiskuse kasvades võib seletada faktiga, et veeauru kondenseerumine toimub hõlpsamini negatiivsetel ionidel [9]. Selliste üksikasjade selgitamine on tihtipeale küllaltki raske

\* Joonisel 9 sulgudes olevad arvud näitavad vaatluste arvu, mis kuuluvad antud relatiivse niiskuse vahemikku. Augustikuu 28-l päeval teostatud vaatlusseeriade arv oli 208.



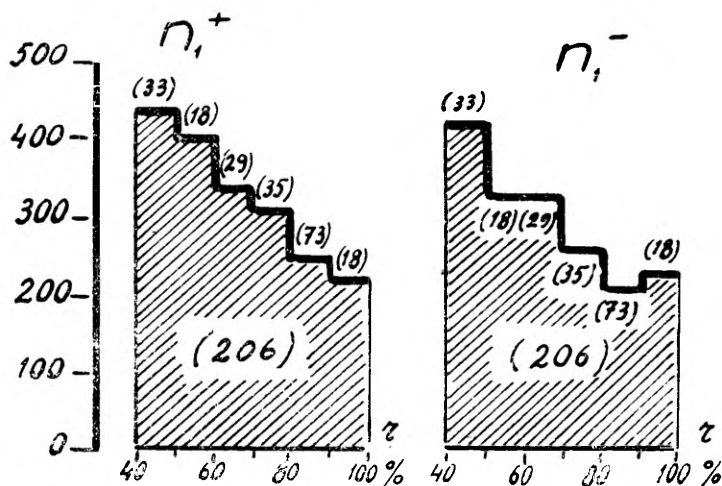
Joonis 9. Raskete ionide tihedus sõltuvalt relatiivsest niiskusest (1951. a. augustikuul).

väga keerulistes ja alatasa muutuvates atmosfäärilistes tingimustes ja nõuab üksikvaatlusteni tungimist ning samal ajal kõigi võimalikkude meteoroloogiliste elementide ja isegi lokaalsete efektide (õhu puhtuse ja saastumise) jälgimist.

Analüüsides ionide tiheduse ja absoluutse niiskuse\*\* vahelist seost näeme, et absoluutse niiskuse (a) kasvades molioonide tihedus ( $n_1$ ) soojal aastaajal üldiselt kahaneb, mis näitab, et gaasioonide liikuvus väheneb veeaururikkas õhus. Kuid talvel absoluutse niiskuse kasvades näib kasvavat ka molioonide tihedus. Näib, nagu oleks siin mingi vastuoluga tegu. Tähelepanekud aga näitavad, et talvel on absoluutse niiskuse kasv tavaliselt tingitud temperatuuri tõusust. Kõrgema temperatuuri põhjustavad talvel kohalviibivad madalrõhkkonnad, mille puhul tavaliselt molioonide tihedus kasvab, kuna väga madala temperatuuri (kõrgrõhu) kor-

\*\* Absoluutset niiskust on kasutatud veeauru rõhu asemel.

f. - 28. VIII 1951

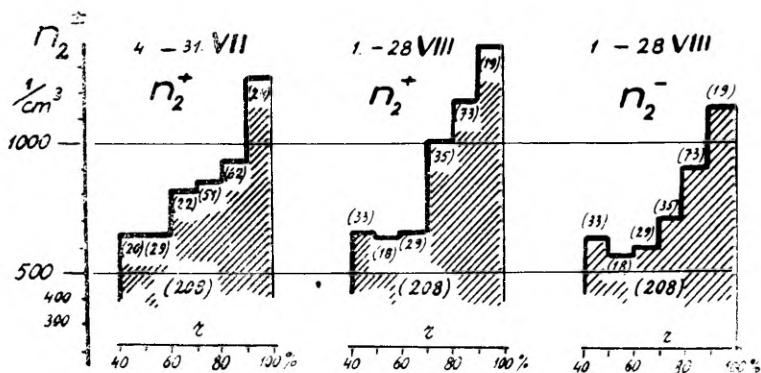


Joonis 10. Molioonide tihedus sõltuvalt relatiivsest niiskusest (1951. a. augustikuul).

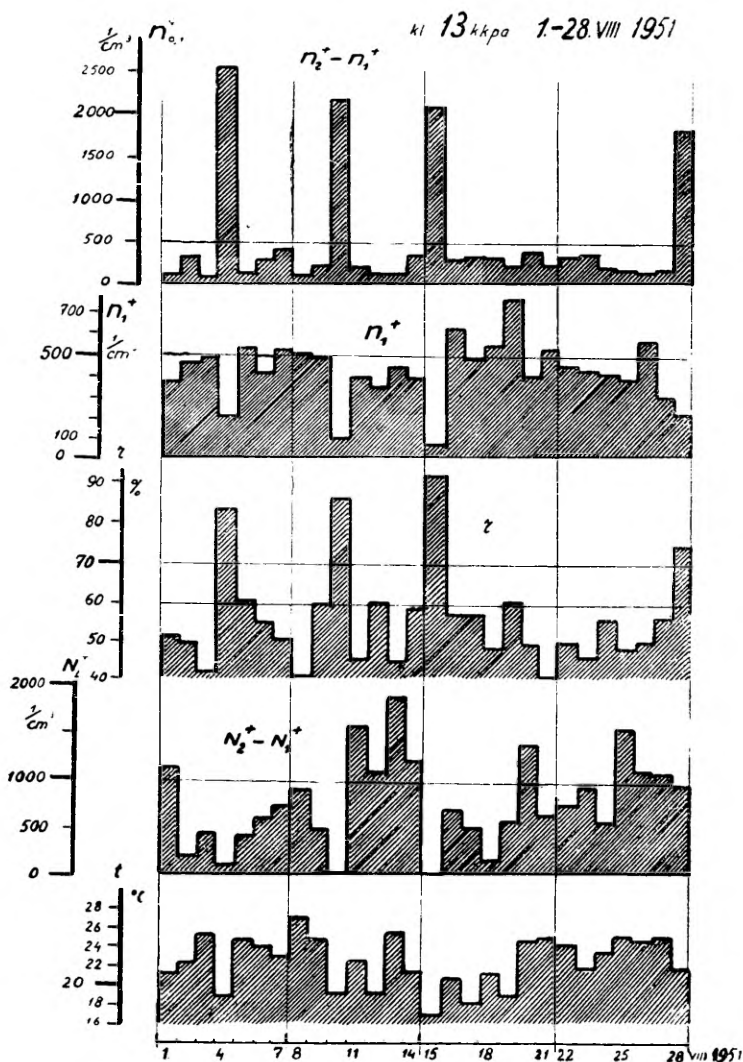
ral, mil absoluutne niiskus on minimaalne, on atmosfääris rikkalikult tuumi [10] ja seega ka raskeid ioone, mispärast molioonide tihedus on langenud minimaalväärtusteni.

Niiskuse mõju ionisatsioonile iseloomustab ka ionide tiheduse ja relatiivse niiskuse vaheline seos, ja nimelt relatiivse niiskuse kasvades molioonide tihedus väheneb (joonis 10), kuna kerge (joonis 11) ja raskete ionide, eriti negatiivsete raskete ionide tihedus (joonis 9) kasvab, mis on tingitud molioonide muutumisest kergeks ionideks veeauru molekulidega liitumise tõttu.

Kui relatiivne niiskus tõuseb soojal aastaajal üle 70%, siis moli-



Joonis 11. Kergeste ionide tihedus sõltuvalt relatiivsest niiskusest.

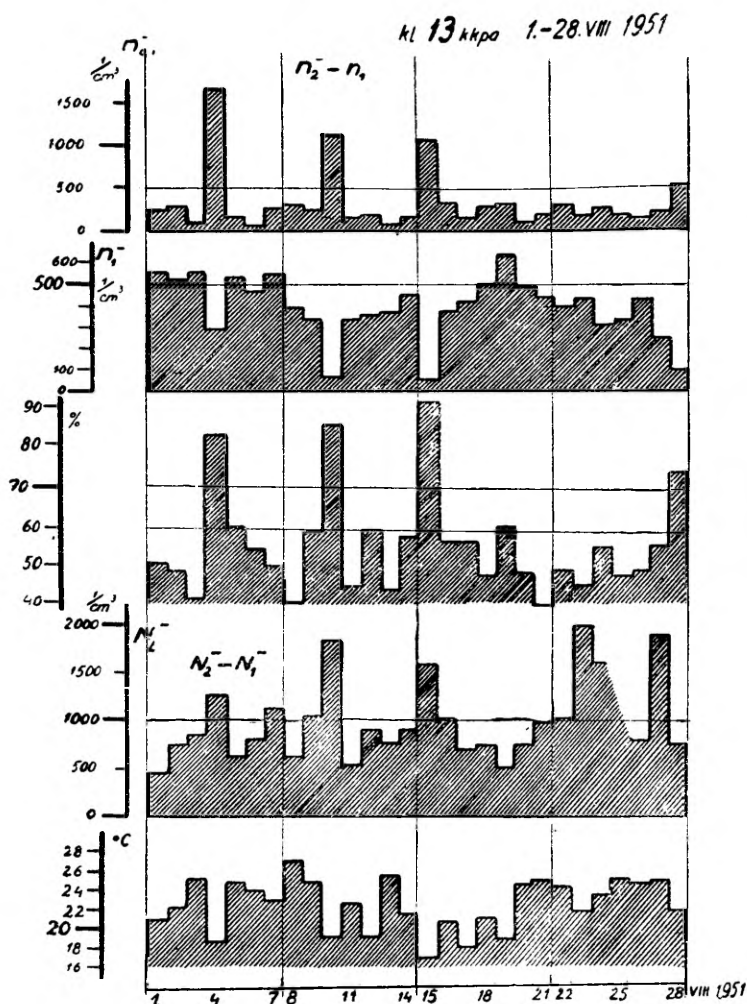


Joonis 12. Molioonide, vahepealsete ionide ja positiivsete Langevin'i ionide tihedus sõltuvalt relatiivsest niiskusest.

oonide tiheduse ( $n_1$ ) langes erakordselt suureneb kergete ionide tihedus ( $n_2$ ). See suurenemine on tingitud nn. vahepealsete ionide ( $n_2 - n_1$ ) tekkest. Illustreeriva näitena võime vaadelda sademete-vaese augustikuu keskpäevaste (kl. 13 kkpä.) vaatluste materjale mõõdetud molioonide ( $n_1$ ) ja kergete ionide ( $n_2$ ) tiheduse kohta. Jooniselt 12 selgub, et neil päevadel (4., 10., 15. ja 28. augustil), kus keskpäeval\* (kell 13 kkpä.) relatiivne niiskus ( $r$ ) on suur

\* Ülevaatlikkuse mõttes on üksiku kellaaja (kl. 13) vaatluste tulemused kujutatud tulpdiaagrammidena.





Joonis 13. Molioonide, vahepealsete ionide ja negatiivsete Langevin'i ionide tihedus sõltuvalt relatiivsest niiskusest.

(üle 70%), positiivsete molioonide tihedus ( $n_1^+$ ) on langenud, kuna samal ajal kergete ( $n_2^+$ ) ja vahepealsete ionide ( $n_2^+ - n_1^+$ ) tihedus on erakordselt suur, kuid positiivsete Langevin'i ( $N_2^+ - N_1^+$ ) ionide tihedus langeb. Temperatuur ( $t$ ) vahepealsete ionide rohkearvulise tekke korral on küllalt kõrge (umbes  $20^\circ\text{C}$ ).

Analoogiliselt muutub ka (relatiivse niiskuse korral üle 70%) negatiivsete molioonide ( $n_1^-$ ), kergete ( $n_2^-$ ) ja vahepealsete ionide ( $n_2^- - n_1^-$ ) tihedus (joonis 13). Märkimisväärne on fakt, et negatiivsete Langevin'i ionide ( $N_2^- - N_1^-$ ) tihedus vastandina positiivsete Langevin'i ionide tihedusele samaaegselt kasvab.

Rohkearvulised tähelepanekud kinnitavad, et vahepealseid ioone tekib rikkalikult eriti siis, kui atmosfäärilised tingimused on soodsad tahke aerosooli (meresool) üleminekuks vedelasse faasi [11].

Soojal aastaajal (maist novembrini), mil tekivad rohkearvuliselt vahepealsed ioonid, on positiivsete Langevin'i ionide tihedused suure relatiivse niiskuse korral tunduvalt vähemad kui negatiivsete Langevin'i ionide tihedused. Arvatavasti on positiivsed Langevin'i ioonid tahked aerosoolid, mis vedelas faasis oma loomult muutuvad, kuna negatiivsed Langevin'i ioonid tekitavad niiskuse kondenseerumisel negatiivsetelioonidel. Positiivsete Langevin'i ionide tiheduse vähenemine ülalmainitud atmosfäärilise olukorra puhul avaldab oma mõju ka raskete positiivsete ionide ( $N_2^+$ ) tiheduse keskmiste käigule relatiivse niiskuse jõudmisel piirkonda, kus soojal aastaajal algab tahke aerosooli üleminek vedelasse faasi (järgnev tabel \*):

R. n.	68—72 %	72—76 %	76—80 %	80—84 %
$N_2^+$	5130	5070	4530	6070
V. a.	(114)	(131)	(173)	(246)

Analoogilist fakti — et raskete ionide tiheus suhteliselt langeb relatiivse niiskuse vahemikus 70—80% — pani tähele ka Israel [12], kuid ta ei andnud selle nähtuse tõlgendust.

Hilisemates töodes niihästi H. Israel [13, 14] (Potsdam) kui ka F. J. Scrase [15] (Kew) konstateerisid, et tuumade ( $N$ ) ja ionide ( $N^+ + N^-$ ) suhe  $p = \frac{N}{N^+ + N^-}$  järsku vähenes, kui relatiivne niiskus ületas 70%.

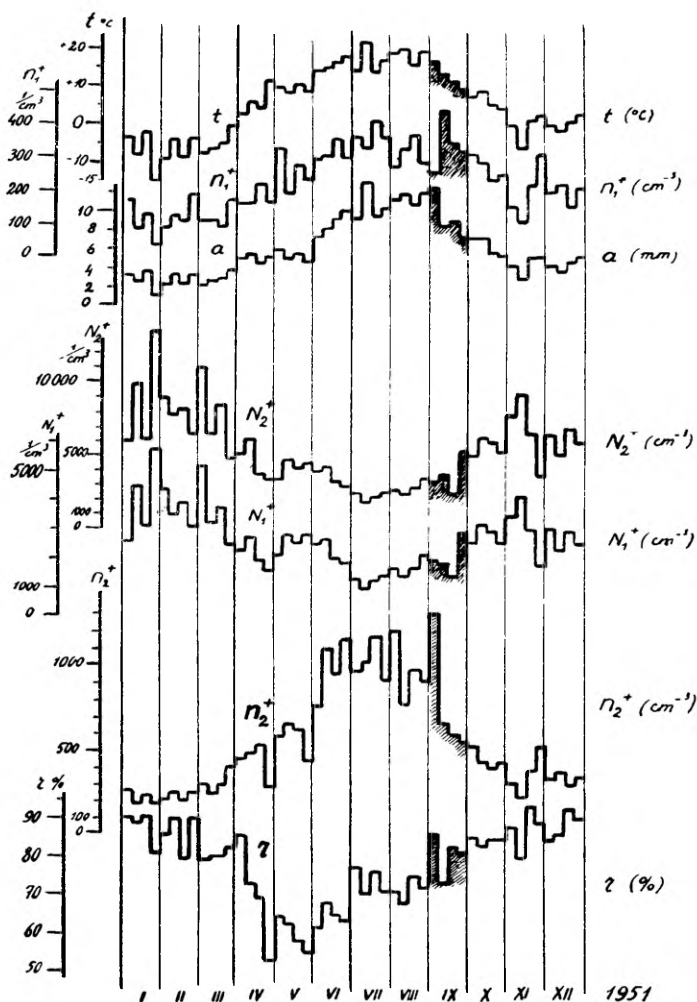
Autori arvates on tuumade arvu vähenemine tingitud tahke hügrokoopse aerosooli (meresoola) üleminekust vedelasse olekusse, mis eriti intensiivselt toimub soojal aastaajal, kui relatiivne niiskus ületab 70% ja temperatuur on umbes 20°C lähedal. Äikesvihma korral tugevas elektriväljas ja õhuvoos, mil aerosooli (meresoola) faasi muutuse tingimused on täidetud [11], tekib eriti rohkearvuliselt vahepealseid ioone. Vahepealsete ionide rohkearvulise tekke korral on atmosfäärilised tingimused väga soodsad elusorganismide arengule — küllaldane niiskus ja temperatuur, positiivsete Langevin'i ionide tiheduse vähenemine ja negatiivsete Langevin'i ionide tiheduse kasv [4].\*\*

Selliste küsimuste analüüs kogu vaatlusmaterjali aastakeskmiste või arvutatud korrelatsioonikoefitsientide kaudu ei saa avastada üksiknähtuse tõelisi põhjusi.

Hoopis lähemale tõele jõuame nähtuste sisulisel analüüsil, mis vajaduse korral peab tungima iga üksiku vaatluse analüüsini.

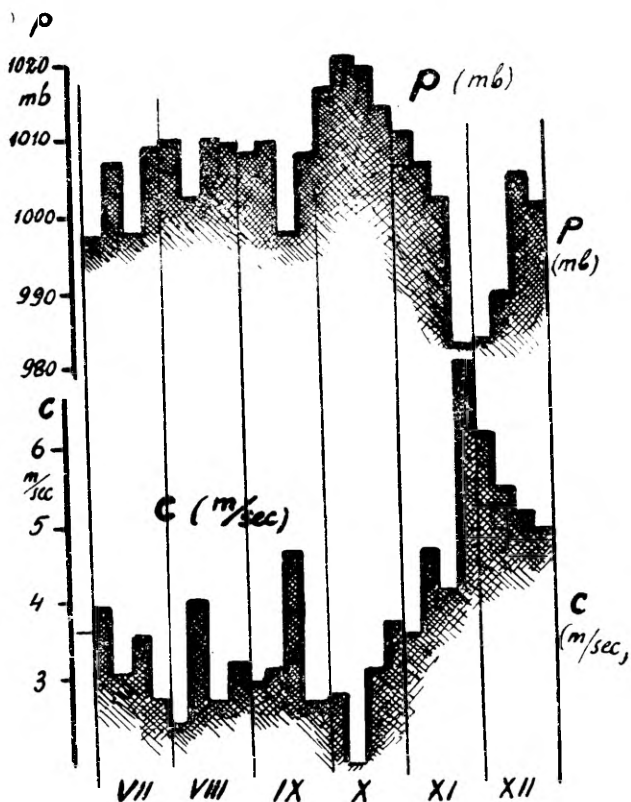
\* R. n. — relatiivse niiskuse vahemik;  $N_2^+$  — raskete positiivsete ionide keskmine tiheus (kogu aastase vaatlusmaterjali alusel); V. a. — vaatluste arv (sulgudes).

\*\* 1951. aastal alates maist kuni septembrini oli atmosfääris Langevin'i negatiivseid ioone keskmiselt tunduvalt rohkem kui Langevin'i positiivseid ioone.



Joonis 14. Ioonide tiheduste ja absoluutse ning relatiivse niiskuse nädalakeskmiste käik.

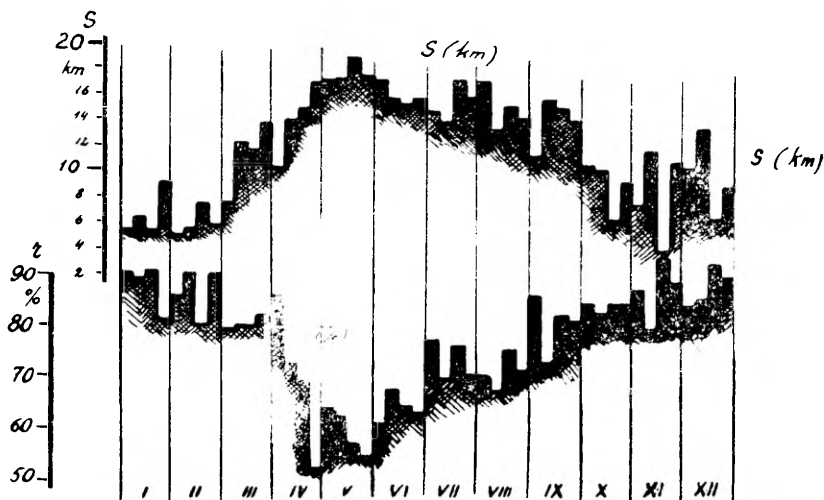
Isegi üksikute kuude keskmiste kõrvutamine ei võimalda igakord nähtuste tõelisi põhjusi avastada. Näitena võime mainida huvitavat fakti. Nimelt kergete ioonide tiheduse ( $n_2$ ) keskmine jõuab septembri esimesel nädalal maksimumini (joonis 14), kuna teisel nädalal ta langeb järsku, jäädes enam-vähem sellele tasemele püsima kuni aasta lõpuni. Jooniselt 14 selgub selle nähtuse põhjus, mis kuu keskmistega piirdudes oleks jäänud avastamata. Septembri esimesel nädalal oli relatiivne ja absoluutne niiskus kõrge ja temperatuur umbes  $20^\circ$  piiris, milline olukord on väga soodne aerosoolide naatriumkloriidi või meresoola tahke faasi muutumisele



Joonis 15. Novembrikuu tsüklonaalse ilmastiku õhurõhu ja tuule tugevuse muutus.

vedelaks [11] ja seega esineb sel korral silmatorkavalt suur vahepealsete ionide ( $n_2 - n_1$ ) teke, nagu seda ka samalt jooniselt võime lugeda. Septembri teisel nädalal aga ei ole temperatuuri ja niiskuse mõjud enam kohased vahepealsete ionide tekkeks (vt. joonis 14) ja meie võime konstateerida viimaste kontsentratsiooni langust. Samaaegselt molioonide tihedus ( $n_1$ ) on kasvanud, jõudes isegi aastases käigus maksimumi. Sealt peale algab molioonide tiheduse langus ja samaaegselt raskete ionide tiheduse kasv, mis on tüüpiline talvisele vaatlusperioodile. Ainult kord veel novembrikuu viimastel nädalatel näeme järsku hüpet molioonide tiheduse ( $n_1$ ) käigus, mis kahtlematult on tingitud tsüklonaalse ilmastiku korral esinenud tugeva tuule mõjust (joonis 15), mis on toonud endaga kaasa puhta ja moliooniderikka õhu. Kahtlemata näib siin mõju avaldavat ka erakordselt madal õhurõhk (joonis 15), mille puhul esines veel rikkalikult sademeid, mis puhastavad õhku tuumadest ja seega aeglustavad molioonide muutumist rasketeks ionideks.

Nii analüüsitud üksiknähtustest selgub, et nähtavuse suurenemisel ja absoluutse ning relatiivse niiskuse vähenemisel moli-oonide tihedus kasvab. Nähtavuse ( $s$ ) ja relatiivse niiskuse ( $r$ ) vaheline seos (relatiivse niiskuse kasvades nähtavus väheneb) on üsna hästi iseloomustatav ka vastavate meteoroloogiliste elemen-tide nädalakeskmiste kaudu (joonis 16).

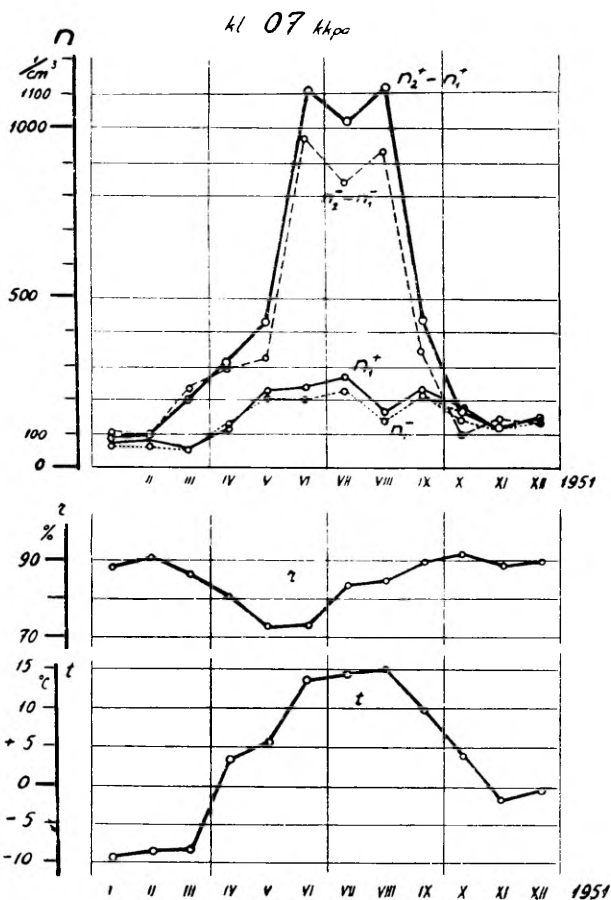


Joonis 16. Nähtavuse ja relatiivse niiskuse nädalakeskmiste käik.

Kui vahepealsete ionide tiheduse kasv soojal aastaajal ilmneb vaid kindla relatiivse niiskuse korral (umbes 70%), kui temperatuur on küllalt kõrge (umbes 20° C), siis külmal poolaastal seda nähtust märgatavalt ei esine. Seepärast oleks ilmselt ekslik rääkida vahepealsete ionide ja relatiivse niiskuse vahelisest seosest kogu aastase vaatlusmaterjali alusel, sest relatiivse niiskuse muutus talvel (kui temperatuur on alla nulli) ei põhjusta mainimisväärselt vahepealsete ionide tiheduse muutust, suvel aga on ta domineerivaks teguriks. Joonisel 17 on kujutatud hommikuste (kell 07) vaatluste alusel vahepealsete ionide ( $n_2 - n_1$ ) ja moli-oonide ( $n_1$ ) tiheduse aastane käik. Me näeme, et kuigi hommikuti (kell 07) on keskmine relatiivne niiskus kõigil kuudel aasta läbi üle 70%, ilmneb vahepealsete ionide tiheduste keskmises käigus märgatav kasv alles siis, kui keskmine temperatuur (kell 07) on tõusnud tunduvalt üle 0° C (vt. joonis 17)

Ka tuule kiirus ja sellega kaasnev õhu turbulentsus mõju-tavad ionide tihedust, sest tuul kannab ära linna kohalt tuumi ja põhjustab erineva ionisatsiooniga õhumasside segunemist.

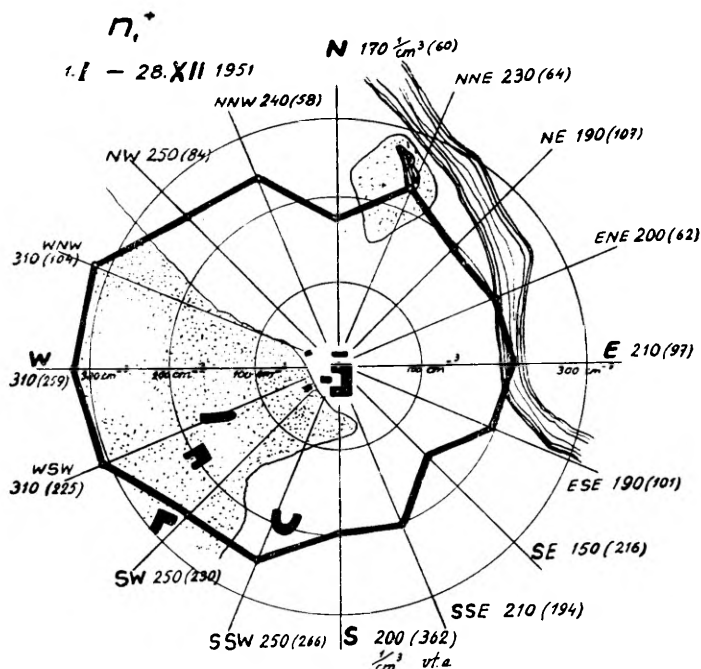
Kuid mitte üksnes tuule kiirus, vaid ka tuule suund avaldab mõju ionisatsiooni olukorrale, sest õhumasside vaheldumine on seotud tavaliselt tuule suuna muutumisega.



Joonis 17 Vahepealsete ionide aastane käik kell 07  
vaatluste andmetel.

Lahutades vaatlusmaterjali tuule suundade järgi võime täheldada, et molioonide tihedus on üldiselt suurem läänekaarte tuulte korral, mis toovad kaasa vaatluskoha lähema ümbruse (Toome-mäe) puhtamat õhku kui ka sajurikkaid õhumasse, mille puhul molioonide tihedus üldiselt on suurem. Idakaarte tuulte korral aga molioonide tihedus langeb, mis on tingitud õhu tuumarikkusest tihedalt asustatud linnaosa kohal, kuid peamiselt talvepoolaasta külma ja mandrilise õhumassiga kaasnenud raskete ionide maksimaalsest tihedusest ja sellega antibaasis olevast minimaalsest molioonide tihedusest.

Joonisel 18 näeme vaatluskoha (ringide tšenter) lähema ümbruse skemaatilist plaani ilmakaartega. Tugev murdjoon kujutab positiivsete molioonide ( $n_1^+$ ) tiheduse kõikumist olenevalt tuule suunast. Sulgudesse paigutatud arvud näitavad üksikvaatluste



Joonis 18. Molioonide tiheduse sõltuvus tuule suunast.

arve, mis on teostatud positiivsete ionide tiheduse ( $n_1^+$ ) mõõtmiseks valitseva tuule korral.

Esitatud materjalist selgub, et ionide tiheduse ja meteoroloogiliste elementide vahelist seost tuleb jälgida lühiajalise sesoonilise perioodi kestel, kusjuures aastaegade järgi jaotatud vaatlusmaterjal tuleb jaotada veel tuule suundade järgi, sest tuule suund ja sellega kaasas käiv õhumasside päritolu näib avaldavat ionisatsiooni olukorrale väga erinevat mõju.

Niisugustest seisukohtadest lähtudes on autor tunginud üksikvaatluse analüüsini ja eriti läbi töötanud sellised üksikvaatlused, kus ionide tihedus ükskõik millise iooni liigi puhul erines umbes 100% ulatuses ja enam vastava ionide grupi kvartali keskmisest ionide tihedusest.

Nende nõndanimetatud ekstreemsete \* väärtuste analüüsil on saadud allpool esitatud tulemused, mis veel kord kinnitavad kogu vaatlusmaterjalil põhinevaid tähelepanekuid ja püstitavad uusi probleeme edaspidiseks uurimiseks.

Aastaegade ja tuule suundade järgi lahutatud vaatlusmaterjalis nn. ekstreemseid ionide tihedusi analüüsides selgus, et:

\* Ekstreemseteks väärtusteks nimetame neid ionide tihedusi, mis umbes 100% ja enam erinevad kvartali keskmisest.

a) talvel (jaan. — märts):

1. Sadu põhjustab kergete ionide ja molioonide tiheduse kasvu ning raskete ionide tiheduse langust. Analooiline nähtus esineb ka tugeva tuule ja vahel isegi tuisu korral.

2. Udu ja suitsu korral esineb raskete ionide tiheduse kasv ja molioonide tiheduse langus, kusjuures uniopolaarsuse kordaja udu korral on tavaliselt vähem 1-st.

b) kevadel (aprill — juuni):

1. Niiskuse kasvamine, kerge udu ning peen vihm põhjustavad kergete ionide tiheduse kasvu ja molioonide tiheduse langust.

2. Tihe udu ja sadu põhjustavad molioonide tiheduse langust ja raskete ionide tiheduse kasvu, kusjuures sadu kõrgema õhuhumidite temperatuuri korral (keskpäeval) põhjustab raskete negatiivsete ionide ülekaalu, võrreldes raskete positiivsete ionidega.

3. Äikesevihm aga põhjustab rohkearvuliselt kergete ioone, kusjuures raskeid positiivseid ioone on tunduvalt vähem kui raskeid negatiivseid ioone.

c) Suvel (juuli — september):

1. Väga palju on kergete ioone äikese korral, kusjuures molioonide ja raskete ionide tihedus muutub suhteliselt vähe.

2. Samuti on palju kergete ioone siis, kui relatiivne niiskus on 70—80% ja absoluutne niiskus küllalt suur ( $a > 10$  mm) ning temperatuur umbes 20° C lähedal — toimub aerosooli (meresoola) tahke faasi üleminek vedelasse.

d) Sügis-talvel (oktoober — detsember):

1. Suure relatiivse niiskuse, halva nähtavuse ja nõrga tuule korral on molioonide ning samuti ka kergete ionide tihedus väike, kuid raskete ionide tihedus suur, ja vastupidi.

2. Udu ja suits põhjustavad molioonide (kergete ionide) tiheduse langust ja raskete ionide tiheduse kasvu.

Udu korral on uniopolaarsuse kordaja 1-st vähem. Suitsu, jäite, härma ja isegi halla korral on unipolaarsuse kordaja tavaliselt 1-st suurem.

### 3. Ruumilaeng

Ruumilaeng, mis on arvutatud kergete ( $k \geq 0,1$  cm<sup>2</sup>/sek volt) ja raskete ( $0,1 > k \geq 0,00025$  cm<sup>2</sup>/sek volt) ionide tihedusarvude alusel, oli 1951. aastal negatiivne talvekuudel (jaanuarist aprillini), kui maapind oli külmunud ja lumikattes, kuna maist kuni detsembri oli ruumilaeng positiivne.

Aasta keskmine ruumilaeng

$$q_k = + 200 \frac{\text{el} \cdot \text{laeng}}{\text{cm}^3} = + 0,096 \frac{\text{ESÜ}}{\text{m}^3}.$$



## Kokkuvõte

Tartus 1951. aastal teostatud atmosfääri ionide tiheduste mõõtmisel ilmnes:

1. Atmosfääri primaarsed ionid, nn. molioonid ( $k \geq 1,0$  cm<sup>2</sup>/sek volt) omasid aastast käiku miinimumiga märtsis, mil maapind on kõige enam läbi külmunud ja lumikate kõige paksem ja tihedam, ning maksimumiga juulis, mil maapinna soojenemisest tingitud püstvoolud on kõige tugevamad.

Soojal poolaastal, alates maikuust, mil pinnas on täiesti läbi sulanud ning kuiv, on ülekaalus positiivsed molioonid, kuid novembrist peale, kui pinnas on sügissadudest märg ja hakkab külmuma, on ülekaalus negatiivsed molioonid.

Keskmine molioonide tihedus 1951. aastal Tartus kogu aastase vaatlusmaterjali alusel oli:  $n_1^+ = 230$  cm<sup>-3</sup> ja  $n_1^- = 210$  cm<sup>-3</sup> ning unipolaarsuse kordaja  $q_1 = 1,10$ .

2. Kergete ionide ( $k \geq 0,1$  cm<sup>2</sup>/sek volt) tiheduse aastases käigus on samuti maksimum juulikuus ja miinimum talvekuudel, kusjuures soojal poolaastal on positiivsetel ionidel tunduv ülekaal.

3. Raskete ionide ( $0,1 > k \geq 0,00025$  cm<sup>2</sup>/sek volt) tiheduse aastane käik on üldiselt antibaasis molioonide (kergete ionide) tiheduse aastase käiguga, omades miinimumi suvel (juulikuus) ja maksimumi talvel.

4. Kergete ionide ja molioonide tiheduse suur erinevus soojal poolaastal (maist septembrini) on tingitud rohkearvulisest vahepealsete ionide ( $1,0 > k \geq 0,1$  cm<sup>2</sup>/sek volt) olemasolust atmosfääri ionide „spektris”

Ka talvistel vaatlusperioodidel Tartus (1951.—1955. a.) on leitud atmosfääri ionide spektris liikuvuste vahemikus 1,0 kuni 0,1 cm<sup>2</sup>/sek volt erinevaid ionide grappe.

5. Keskmine kergete ionide ( $k \geq 0,1$  cm<sup>2</sup>/sek volt) tihedus 1951. aastal kogu vaatlusmaterjali alusel oli:  $n_2^+ = 540$  cm<sup>-3</sup> ja  $n_2^- = 460$  cm<sup>-3</sup> ning unipolaarsuse kordaja  $q_2 = 1,17$  kuna raskete ionide ( $0,1 > k \geq 0,00025$  cm<sup>2</sup>/sek volt) tihedus oli:  $N_2^+ = 5250$  cm<sup>-3</sup> ja  $N_2^- = 5150$  cm<sup>-3</sup> ning unipolaarsuse kordaja  $Q_2 = 1,02$ .

6. Molioonide tiheduse ööpäevases käigus on peamaksimum pärast keskööd, kella 2 paiku ja peamiinimum hommikul kell 7. kuna osamaksimum esineb keskpäeval pärast kella 12 ja osamiinimum õhtul enne kella 19. Selline molioonide tiheduse ööpäevane käik ilmneb üldjoontes niihästi külmal kui ka soojal poolaastal, kusjuures soojal aastaajal molioonide tiheduse öhtune osamiinimum (vastavalt raskete ionide pärastlõunane osamaksimum) nihkub hilisemale ajale kooskõlas päikese loojanguga. Suvel (aasta III kvartalil) on keskpäevane molioonide tiheduse osamaksimum valitsevate tugevate õhu püstvoolude tõttu ulatuslikult domineeriv ja ületab öise maksimumi.

7 Raskete ionide tiheduse ööpäevane käik on üldiselt anti-

baasis molioonide tiheduse ööpäevase käiguga. Peamiinimum on pärast keskööd (kell 2) ja peamaksimum hommikul (pärast kella 7), osamiinimum on pärast keskpäeva ja osamaksimum õhtu eel.

8. Kergete ionide tiheduse ööpäevane käik jälgib kord molioonide, kord jälle raskete ionide ööpäevast käiku sõltuvalt aastaajast. Soojal poolaastal, kus raskete ionide tihedus muutub minimaalseks, omavad kerged ionid rasketele ionidele iseloomuliku ööpäevast käiku (hommikune maksimum), kuna külmal poolaastal, kus raskete ionide tihedus on maksimaalne, jälgib kergete ionide ööpäevane käik aga üldiselt raskete ionide tihedusega antibaasis olevat molioonide tiheduse ööpäevast käiku.

9. Öine molioonide tiheduse peamaksimum ja raskete ionide tiheduse peamiinimum langeb ajale, mil õhk on kõige puhtam (pärast keskööd), kuna hommikune molioonide peamiinimum ja raskete ionide peamaksimum langeb ajale, millal õhk (eriti kütteperioodi kestel) on kõige tuumarikkam ja mil temperatuur on minimaalne, relatiivne niiskus maksimaalne ning tuule kiirus väike.

10. Meteoroloogilistest elementidest avaldab atmosfääri ionide spektrile kõige enam mõju niiskus. Relatiivse niiskuse kasvades molioonide tihedus väheneb, kuna kergete ja raskete ionide tihedus, eriti negatiivsete raskete ionide tihedus kasvab, mis on tingitud molioonide muutumisest aeglaselt liikuvateks ionideks veeauru molekulidega liitumise tõttu.

11. Kui relatiivne niiskus tõuseb soojal aastaajal üle 70%, siis molioonide tiheduse langedes suureneb erakordselt kergete ionide tihedus. See suurenemine on tingitud nn. vahepealsete ionide ( $1,0 > k \geq 0,1 \text{ cm}^2/\text{sek volt}$ ) tekkest. Viimased tekivad rohkearvuliselt eriti siis, kui atmosfäärilised tingimused on soodsad tahke aerosooli (meresoola) üleminekuks vedelasse faasi (temp. umbes  $20^\circ\text{C}$  ja relat. niiskus 70%). Soojal aastaajal, mil tekib rohkearvuliselt vahepealseid ioone, on atmosfäärilised tingimused elusorganismidele soodsad. Samal aja positiivsete Langevin'i ionide ( $0,001 > k \geq 0,00025 \text{ cm}^2/\text{sek volt}$ ) tihedus langeb ja negatiivsete Langevin'i ionide tihedus kasvab.

12. H. Israel'i (Potsdam) ja F. J. Scrase'i (Kew) poolt tähelepandud  $p = \frac{N}{N_+ + N_-}$  järsk vähenemine umbes 70%-lise relatiivse niiskuse puhul on arvatavasti tingitud hügrokoopsete aerosoolide (meresool) tahke faasi üleminekust vedelasse.

13. On tõenäoline, et tahked hügrokoopssed aerosoolid, mida leidub maapinna läheduses atmosfääris, kannavad suures enamikus positiivseid laenguid.

14. Ühe ja sama relatiivse niiskuse korral (70–80%) on atmosfääri ionide spekter soojal ja külmal aastaajal täiesti erinev.

15. Nähtavuse suurenemisel ja absoluutse ning relatiivse niiskuse vähenemisel molioonide tihedus kasvab ja vastupidi.

Ka tuule kiirus ja suund avaldavad mõju atmosfääri ionide spektrile.

Läänekaarte tuulte korral, mis toovad kaasa vaatluskoha lähema ümbruse (Toomemäe) puhtamat õhku kui ka läänekaarte tuultega sajurikkaid õhumasse, molioonide tihedus üldiselt suureneb.

Idakaarte tuulte korral aga molioonide tihedus langeb, mis on tingitud asustatud linnaosa õhu tuumarikkusest, kuid ka talvepoolaastal külmade ja mandriliste õhumassidega kaasnenud tuumade ja raskete ionide tiheduse kasvust.

16. Aastaaegade ja tuule suundade järgi lahutatud vaatlusmaterjalis nn. ekstreemseid\* ionide tihedusi analüüsides selgus, et: a) talvel (jaan. — märts):

1) Sadu põhjustab molioonide ja kergete ionide tiheduse kasvu ja raskete ionide tiheduse langust. Analoogiline nähtus esineb ka tugeva tuule ja vahel isegi tuisu korral.

2) Udu ja suitsu korral esineb raskete ionide tiheduse kasv ja molioonide tiheduse langus, kusjuures unipolaarsuse kordaja udu korral on tavaliselt vähem 1-st.

b) kevadel (aprill — juuni):

1) Niiskuse kasvamine, kerge udu ning peen vihm põhjustavad kergete ionide tiheduse kasvu ja molioonide tiheduse langust.

2) Tihe udu ja sadu põhjustavad molioonide tiheduse langust ja raskete ionide tiheduse kasvu, kusjuures sadu kõrgema temperatuuri korral (keskpäeval) põhjustab ülekaalus raskeid negatiivseid ioone, võrreldes raskete positiivsete ionidega.

3) Äikesevihm aga põhjustab rohkearvuliselt kergete ioone, kusjuures raskeid positiivseid ioone on tunduvalt vähem kui raskeid negatiivseid ioone.

c) Suvel (juuli — september):

1) Väga palju on kergete ioone äikese korral, kusjuures molioonide ja raskete ionide tihedus muutub suhteliselt vähe.

2) Samuti on palju kergete ioone siis, kui relatiivne niiskus on 70—80% ja absoluutne niiskus küllalt suur ( $a > 10$  mm) ning temperatuur umbes 20°C lähedal — kui toimub aerosooli (mere-soola) tahke faasi üleminek vedelasse.

d) Sügis-talvel (oktoober — detsember)

1) Suure relatiivse niiskuse, halva nähtavuse ja nõrga tuule korral on molioonide ja samuti ka kergete ionide tihedus väike, kuid raskete ionide tihedus suur ja vastupidi.

2) Udu ja suits põhjustavad molioonide tiheduse langust ja raskete ionide tiheduse kasvu.

Udu korral on unipolaarsuse kordaja 1-st väiksem. Suitsu, jäite, härma ja isegi halla korral on unipolaarsuse kordaja tavaliselt 1-st suurem.

17 Kergete ja raskete ionide tihedusarvude alusel arvuta-

---

\* Ekstreemseteks väärtusteks nimetame neid ionide tihedusi, mis umbes 100% ja enam erinevad kvartali keskmistest.

tud ruumilaeng oli 1951. aastal negatiivne talvekuudel (jaanuarist aprillini), mil maapind on külmunud ja lumikattes, kuna maist kuni detsembrini oli ruumilaeng positiivne.

Aasta keskmine ruumilaeng

$$e_k = + 200 \frac{\text{el} \cdot \text{laeng}}{\text{cm}^3} = + 0,096 \frac{\text{ESÜ}}{\text{m}^3}.$$

## KIRJANDUS

1. Дессауэр, Ф. Ионизированный воздух и его физиологическое действие, 1932.
2. Schmid, A. Biologische Wirkungen der Luft-Elektrizität, Bern, 1936.
3. Edström, G. Studies in natural and artificial atmospheric electric ions, Lund, 1935.
4. Васильев, Л. Л. Теория и практика лечения ионизированным воздухом, Ленинград, 1953.
5. Рейнет, Я. Ю. Комбинированный счетчик атмосферных ионов. Академия Наук СССР Институт Технико-Экономической информации, Москва, 1955.
6. Kirde, K. Acta et commentationes Universitatis Tartuensis, A, XXXIV. 1940.
7. Рейнет, Я. Ю. Труды Главн. Геофиз. Обсерв. 58(120), 23, 1956.
8. Siksnā, R. Arkiv för geofysik, 1, 5—6, 483, 1953.
9. Wilson, C. R. T. Phil. Trans. Roy. Soc. A., 193, 289, 1899.
10. Schachl, P. F. Gerl. Beitr. zur Geophys., 38, 202, 1933.
11. Twomey, S. Journal of Applied Physics, 24/9, 1099, 1953.
12. Israëli, H. Gerl. Beitr. zur Geophys., 23, 283, 1929.
13. Israëli, H. Gerl. Beitr. zur Geophys., 57, 247, 1941.
14. Israëli, H. Gerl. Beitr. zur Geophys., 57, 261, 1941.
15. Scrase, F. J. Geoph. Mem. meteor. Off. London, No. 64, 1935.

# ОБ ИЗМЕНЕНИЯХ ИОНИЗАЦИИ АТМОСФЕРЫ В Г ТАРТУ В ТЕЧЕНИЕ ГОДИЧНОГО ПЕРИОДА

Я. Рейнет

## Резюме

Во время измерений плотностей атмосферных ионов, произведенных в Тарту в 1951 году, обнаружилось, что:

1. Первичные атмосферные ионы, так называемые молионы ( $k \geq 1,0$  см<sup>2</sup>/сек-вольт) имели годовой ход с минимумом в марте, когда поверхность земли наиболее проморожена, а снежный покров имеет наибольшую толщину и плотность; максимум же плотности молионов наблюдается в июле, когда вертикальные потоки в атмосфере, обусловленные нагреванием почвы, являются наиболее интенсивными.

В теплом полугодии, начиная с мая месяца, когда почва совершенно оттаивает и высыхает, преобладают положительные молионы; но начиная с ноября, когда почва влажна от осенних дождей и начинает уже подмерзать, имеют перевес отрицательные молионы.

Средняя плотность молионов в 1951 году в Тарту на основании всего годичного материала наблюдений была:  $n_1^+ = 230$  см<sup>-3</sup> и  $n_1^- = 210$  см<sup>-3</sup>, а коэффициент униполярности  $q_1 = 1,10$ .

2. В годовом ходе плотности легких ионов ( $k \geq 0,1$  см<sup>2</sup>/сек-вольт) максимум наблюдается также в июле, а минимум в зимние месяцы, причем в теплом полугодии положительные ионы значительно преобладают.

3. Годовой ход плотности тяжелых ионов ( $0,1 > k \geq 0,00025$  см<sup>2</sup>/сек-вольт) в общей сложности противоположен годовому ходу плотности молионов (легких ионов), обладая минимумом летом (в июле месяце) и максимумом зимою.

4. Большое различие плотностей легких ионов и молионов в теплом полугодии (с мая по сентябрь) обусловлено наличием большого количества промежуточных ионов ( $1,0 > k \geq 0,1$  см<sup>2</sup>/сек-вольт) в спектре атмосферных ионов.

Во время зимних периодов наблюдений в Тарту (1951—1955 гг.) также отмечались в спектре атмосферных ионов раз-

личные группы ионов в промежутке подвижностей 1,0—0,1 см<sup>2</sup>/сек-вольт.

5. Средняя плотность легких ионов ( $k \geq 0,1$  см<sup>2</sup>/сек-вольт) в 1951 году была на основании всего материала наблюдений следующая:  $n_2^+ = 540$  см<sup>-3</sup> и  $n_2^- = 460$  см<sup>-3</sup> и коэффициент униполярности  $q_2 = 1,17$ , а плотность тяжелых ионов ( $0,1 > k \geq \geq 0,00025$  см<sup>2</sup>/сек-вольт) была:  $N_2^+ = 5250$  см<sup>-3</sup> и  $N_2^- = 5150$  см<sup>-3</sup>, коэффициент униполярности  $Q_2 = 1,02$ .

6. В суточном ходе плотности молионов главный максимум наблюдается после полуночи, около 2-х часов, а главный минимум утром, в 7 часов, в то время как побочный максимум существует в полдень после 12 часов, а побочный минимум вечером до 19 часов. Такой суточный ход плотности молионов обнаруживается в общем как во время холодного, так и теплого полугодия, причем в теплое время года вечерний побочный минимум плотности молионов (соответственно послеобеденный побочный максимум тяжелых ионов) продвигается на более позднее время в соответствии с заходом солнца. Летом (в III квартале года) полуденный побочный максимум плотности молионов резко выражен, вследствие наличия мощных вертикальных воздушных потоков в атмосфере, и превосходит даже ночной максимум.

7. Суточный ход плотности тяжелых ионов вообще прямо противоположен суточному ходу плотности молионов. Главный минимум имеет место после полуночи (в 2 часа), а главный максимум утром (после 7 часов), побочный минимум наблюдается после полудня и побочный максимум перед вечером.

8. Суточный ход плотности легких ионов подражает то суточному ходу молионов, то тяжелых ионов — в зависимости от времени года. В теплом полугодии, когда плотность тяжелых ионов становится минимальной, легкие ионы усваивают суточный ход, свойственный тяжелым ионам (утренний максимум); во время холодного полугодия, когда плотность тяжелых ионов максимальна, суточный ход легких ионов подобен в общих чертах суточному ходу плотности молионов, который прямо противоположен суточному ходу плотности тяжелых ионов.

9. Ночной главный максимум плотности молионов и главный минимум плотности тяжелых ионов приходится на время, когда воздух чище всего (после полуночи); утренний главный минимум молионов и главный максимум тяжелых ионов приходится на время, когда воздух (в особенности в течение отопительного сезона) богаче всего в отношении ядер, когда температура минимальна, относительная влажность максимальна и скорость ветра невелика.

10. Из метеорологических элементов влажность оказывает наибольшее влияние на спектр атмосферных ионов. С увеличением относительной влажности уменьшается плотность молионов, в то время как плотность легких и тяжелых ионов, особенно плот-

ность отрицательных ионов, увеличивается, что обусловлено превращением молионов в медленно движущиеся ионы, вследствие их соединения с молекулами водяного пара.

11. Когда в теплое время года относительная влажность поднимается выше 70%, то с уменьшением плотности молионов чрезвычайно увеличивается плотность легких ионов. Это увеличение обусловлено образованием так называемых промежуточных ионов ( $1,0 > k \geq 0,1$  см<sup>2</sup>/сек·вольт). Последние образуются в большом количестве особенно тогда, когда атмосферные условия благоприятствуют переходу твердых аэрозолей (морской соли) в жидкое состояние (температура приблизительно 20°C и относительная влажность 70%). В теплое время года, когда появляются в изобилии промежуточные ионы, атмосферные условия благоприятны для живых организмов. Одновременно плотности положительных ионов Ланжевена ( $0,001 > k \geq 0,00025$  см<sup>2</sup>/сек·вольт) уменьшаются и плотности отрицательных ионов Ланжевена увеличиваются.

12. Отмеченное Х. Израэлем (Потсдам) и Ф. Ж. Скрасом (Кью) внезапное уменьшение  $p = \frac{N}{N_+ + N_-}$  при приблизительно 70% относительной влажности обусловлено, по-видимому, переходом твердой фазы гигроскопических аэрозолей (морская соль) в жидкую.

13. Весьма вероятно, что твердые гигроскопические аэрозоли, которые находятся во взвешенном состоянии в атмосфере вблизи земной поверхности, имеют преимущественно положительные заряды.

14. При одной и той же относительной влажности (70—80%) спектры атмосферных ионов в теплое и холодное время года совершенно различны.

15. При увеличении видимости и уменьшении абсолютной и относительной влажности плотность молионов увеличивается и наоборот.

Скорость и направление ветра также оказывают влияние на спектр атмосферных ионов.

Во время западных ветров, которые приносят чистый воздух из ближайшей окрестности места наблюдения (Тоомеяги), а также богатые дождем массы воздуха, плотность молионов вообще увеличивается.

В случае же восточных ветров плотность молионов уменьшается, что обусловлено обилием ядер в воздухе из густо заселенной части города, но также в холодное время года, вследствие содержащихся в холодных континентального происхождения воздушных массах ядер и в зависимости от увеличения плотности тяжелых ионов.

16. В результате анализа так называемых экстремальных\*

---

\* Экстремальными значениями называем те плотности ионов, которые отличаются от средних квартала приблизительно на 100% и более.

плотностей ионов в наблюдательном материале, распределенном по временам года и направлениям ветра, выяснилось, что:

а) зимой (январь—март):

1. Дождь обуславливает увеличение плотностей молионов и легких ионов и уменьшение плотности тяжелых ионов. Аналогичное явление имеет место также во время сильного ветра и иногда даже во время метели.

2. При тумане и дыме наблюдается увеличение плотности тяжелых ионов и уменьшение плотности молионов, причем коэффициент униполярности во время тумана обычно меньше 1.

б) весной (апрель—июнь):

1. Увеличение влажности, легкий туман и мелкий дождь обуславливают увеличение плотности легких ионов и уменьшение плотности молионов.

2. Густой туман и дождь обуславливают уменьшение плотности молионов и увеличение плотности тяжелых ионов, причем дождь при наивысшей температуре (в полдень) вызывает появление тяжелых отрицательных ионов в преобладающем количестве по отношению к тяжелым положительным ионам.

3. Гроза обуславливает появление большого количества легких ионов, причем тяжелых положительных ионов имеется гораздо меньше, чем тяжелых отрицательных ионов.

в) летом (июль—сентябрь):

1. Очень много легких ионов во время грозы, причем плотность молионов и тяжелых ионов изменяется относительно мало.

2. Много легких ионов обнаруживается тогда, когда относительная влажность составляет 70—80% и абсолютная влажность достаточно велика ( $a > 10$  мм), а температура приблизительно около 20°C — переход твердой фазы аэрозолей (морской соли) в жидкую.

г) осенью—зимой (октябрь—декабрь):

1. При большой относительной влажности, плохой видимости и слабом ветре плотность молионов, а также легких ионов мала, но плотность тяжелых ионов велика и наоборот.

2. Туман и дым обуславливают уменьшение плотности молионов и увеличение плотности тяжелых ионов.

Во время тумана коэффициент униполярности меньше 1. При дыме, гололедице, иное коэффициент униполярности обычно больше 1.

17 Объемный заряд, вычисленный на основании числовых величин плотностей легких и тяжелых ионов, был в 1951 году отрицательным в зимние месяцы (с января по апрель), когда почва была заморожена и покрыта снегом; с мая по декабрь объемный заряд был положительным.

Годовой средний объемный заряд

$$\rho_{\text{ср}} = + 200 \frac{\text{эл. зарядов}}{\text{см}^3} = + 0,096 \frac{\text{CGSE}}{\text{м}^3}$$



# ON THE CHANGES OF ATMOSPHERIC IONIZATION IN TARTU DURING A YEARLY PERIOD

J. Reinet

## Summary

The measurements of ionic density in the atmosphere made in Tartu in 1951 gave the following results:

1. The primary ions of the atmosphere, the so-called molions ( $k \geq 1.0$  cm<sup>2</sup>/sec volt) had their annual variation with a minimum in March, when the ground is most deeply frozen and the cover of snow is deepest and most dense, and with a maximum in July, when the vertical currents due to the heating of the ground are strongest.

In the warm season, beginning with May, when the ground is quite thawed up and dry, the positive molions predominate, but beginning with November, when the ground is wet with autumn rain and begins to freeze, the negative molions predominate.

The average density of the molions in 1951 in Tartu, according to the total annual observation material, was  $n_1^+ = 230$  cm<sup>-3</sup> and  $n_1^- = 210$  cm<sup>-3</sup>, and the unipolarity coefficient  $q_1 = 1.10$ .

2. In the annual variation of the density of small ions ( $k \geq 0.1$  cm<sup>2</sup>/sec volt) the maximum is also in July and the minimum in the winter months, positive ions being in marked predominance in the warm season.

3. The annual variation of the density of large ions ( $0.1 > k \geq 0.00025$  cm<sup>2</sup>/sec volt) is on the whole the reverse of the annual variation of the molions (small ions), having a minimum in summer (in July) and a maximum in winter.

4. The great difference between the density of small ions and of molions in the warm season (from May to September) is due to the presence of numerous intermediate ions ( $1.0 > k \geq 0.1$  cm<sup>2</sup>/sec volt) in the "spectrum" of the atmospheric ions.

Also in the winter observation periods in Tartu (1951—1955) there have been found in the spectrum of the atmospheric ions, within the interval of mobilities from 1.0 to 0.1 cm<sup>2</sup>/sec volt, different groups of ions.

5. The average density of small ions ( $k \geq 0.1$  cm<sup>2</sup>/sec volt) during 1951 on the basis of the whole observation material was  $n_2^+ = 540$  cm<sup>-3</sup> and  $n_2^- = 460$  cm<sup>-3</sup>, and the unipolarity coefficient  $q_2 = 1.17$ . whereas the density of large ions ( $0.1 > k \geq 0.00025$  cm<sup>2</sup>/sec volt) was  $N_2^+ = 5250$  cm<sup>-3</sup> and  $N_2^- = 5150$  cm<sup>-3</sup> and the unipolarity coefficient  $Q_2 = 1.02$ .

6. In the diurnal variation of the density of molions the main maximum is after midnight, at about 2 A. M., and the main minimum in the morning, at 7 A. M., whereas the partial maximum occurs at midday, after 12 o'clock, and the partial minimum in the evening, before 19 P. M. Such a diurnal variation of the density of molions is observed in general in the cold as well as in the warm season, the evening partial minimum of molions (and the corresponding partial afternoon maximum of large ions) being shifted to a later time in accordance with the sunset. In summer (the 3rd quarter of the year) the midday partial maximum of the density of molions is largely predominant, owing to the prevalence of strong vertical air currents, and it surpasses the night maximum.

7. The diurnal variation of the density of large ions is on the whole the reverse of the diurnal variation of molions. The main minimum is after midnight (at 2 A. M.) and the main maximum in the morning (after 7 A. M.), the partial minimum is after midday and the partial maximum before the evening.

8. The diurnal variation of the density of small ions follows now the diurnal variation of molions, now that of large ions, according to the season of the year. In the warm season, when the density of large ions falls to a minimum, small ions have the diurnal variation characteristic of large ions (the morning maximum), whereas in the cold season, when the density of large ions is at its maximum, the diurnal variation of small ions on the whole follows the diurnal variation of the density of molions, which is the reverse of the density of large ions.

9. The nocturnal main maximum of the density of molions and the main minimum of the density of large ions fall on the time when the air is purest (after midnight), whereas the morning main minimum of the molions and the main maximum of the large ions fall on the time when the air (especially during the period of artificial heating) is most rich in nuclei and when the temperature attains its minimum and relative humidity its maximum, and the velocity of the wind is small.

10. Of the meteorological elements it is humidity that influences the spectrum of the atmospheric ions most of all. With the increase of relative humidity the density of molions decreases, while the density of small and large ions, that of large negative ions in particular, increases, owing to the change of molions into slowly moving ions, because of their fusion with the molecules of water vapour

11. When relative humidity in the warm season exceeds 70 per cent, the decrease of the density of molions is accompanied by an exceptionally large increase of the density of small ions. This increase is due to the production of so-called intermediate ions ( $1.0 > k \geq 0.1$  cm<sup>2</sup>/sec volt). The latter are produced in great numbers especially when the atmospheric conditions are favourable to the transition of the solid aerosol (sea-salt) into the liquid state (at a temperature of 20° C and relative humidity of 70 per cent). In the warm season, when intermediate ions are produced in great numbers, atmospheric conditions are favourable to living organisms. At the same time the densities of the positive Langevin ions ( $0.001 > k \geq 0.00025$  cm<sup>2</sup>/sec volt) decrease, and those of the negative Langevin ions increase.

12. The steep decrease of  $p = \frac{N}{N_+ + N_-}$  at about 70 per cent relative humidity, observed by H. Israël (Potsdam) and F. J. Scrase (Kew), is presumably due to the transition of hygroscopic aerosols (sea-salt) from the solid state into the liquid.

13. It is probable that hygroscopic aerosols, which are found in the atmosphere near the ground, carry in a great majority positive charges.

14. With one and the same relative humidity (70—80 per cent) the spectrum of the atmospheric ions is totally different in the warm and in the cold season.

15. With increasing visibility and decreasing absolute and relative humidity the density of molions increases, and vice versa.

The velocity and direction of the wind also affect the spectrum of the atmospheric ions.

In case of westerly winds, which from the immediate vicinity of the place of observation (from the Toomemägi hill) bring purer air as well as rain-saturated air masses from the west, the density of molions generally increases.

In case of easterly winds, however, the density of molions decreases, which is due to the richness of the populated part of the town in nuclei, but also in the winter season to the density of the nuclei and of large ions accompanying the cold and continental air masses.

16. In the observation materials arranged according to the seasons and the directions of the wind, analysing the so-called extreme\* densities of the ions, it was shown that:

a) in the winter (January — March):

1. Precipitation causes an increase of the density of molions and of small ions, and a decrease of the density of large ions. An analogous phenomenon occurs also when there is a strong wind and sometimes even in a snowstorm.

---

\* We call extreme such values of the ion densities which differ from the average value for the quarter of the year about 100 per cent and more.

2. In case of fog and smoke there occurs an increase of the density of large ions and a decrease in the case of molions, while the coefficient of unipolarity in case of fog is as a rule less than 1.

b) in the spring (April — June):

1. An increase of humidity, mist and drizzle cause an increase of the density of small ions and a decrease of that of molions.

2. Fog and rainfall cause a decrease of the density of molions and an increase of that of large ions, when rainfall at a higher temperature (at midday) produces predominantly large negative ions in comparison with the large positive ions.

3. A thunderstorm, however, produces a great number of small ions, while large positive ions are considerably less numerous than large negative ions.

c) In the summer (July — September):

1. Small ions are very numerous in case of a thunderstorm, while the density of molions and that of large ions undergoes comparatively little change.

2. There are also numerous small ions when relative humidity is 70—80 per cent, absolute humidity is sufficiently great ( $a > 10$  mm) and the temperature is near to  $20^{\circ}\text{C}$ — the transition of the aerosol (sea-salt) from the solid state into the liquid.

d) Late autumn — winter (October-December)

1. With great relative humidity, bad visibility and light wind, the density of molions as well as that of small ions is low and the density of large ions is high, and vice versa.

2. Fog and smoke cause a decrease of the density of molions and an increase of that of large ions.

In case of fog the coefficient of unipolarity is smaller than 1. In case of smoke, glazed frost, hoarfrost and even slight rime, the coefficient of unipolarity is, as a rule, larger than 1.

17. The space charge, calculated on the basis of the values of the densities of small and large ions, was in 1951 negative in the winter months (January — April), when the ground is frozen and snow-covered, while from May to December the space charge was positive.

The average space charge of the year

$$q_k = + 200 \frac{\text{el charge}}{\text{cm}^3} = + 0.096 \frac{\text{ESU}}{\text{m}^3}$$

# ATMOSFÄÄRI IOONIDE TIHEDUSE JA METEOROLOOGILISTE ELEMENTIDE VAHELISE SEOSE UURIMISEST

H. Marran

Füüsikakateeder

## Sissejuhatus

Küsimus õhuelekt riliste elementide seosest meteoroloogiliste elementidega on käesoleva sajandi teisel veerandil olnud rohkearvuliste uurimuste teemaks.

P. N. Tverskoi arvates on tänapäeval jõutud seni kogutud laialdase materjali kriitilisel läbitöötamisel otsusele, et enamik püstitatud seoseid on kaudsed ning atmosfääri ionisatsiooni seos üksikute atmosfääri olukorda iseloomustavate elementidega sõltub sellest, kuivõrd viimased soodustavad ionide tekkimise intensiivsust ja muutusi õhu tuumasisalduses, kusjuures kõige suuremat mõju atmosfääri ionisatsiooni olukorrale avaldab õhu niiskuse aste [1].

Silmas pidades seni saadud tulemusi, alustati Tartus 1951. aastal laiaulatuslikke uurimisi \* atmosfääri raskete ja kergete ionide spektri piirkonnas, mõõtes mitmesuguste ionide gruppide ionide tihedust ja jälgides seoseid ionide tiheduse ja meteoroloogiliste elementide vahel, eriti makrokliimaatilisel vaatekohalt.

Ioonide tihedust mõõdeti TRÜ peahoone põhjapoolse tiiva teise korruse õuepoolse akna juurde ülesseatud atmosfääri ionide kombineeritud loendajaga [2], kuna meteoroloogiliste elementide kohta saadi vaatlusmaterjal ENSV Teaduste Akadeemia Geofüüsika

---

\* Atmosfääri ionisatsiooni uurimisel Tartus 1951. a. on autor püüdnud piirduda peamiselt raskete ( $0,1 > k \geq 0,00025 \text{ cm}^2/\text{sek} \cdot \text{volt}$ ) ning keskmiste ja poolraskete ( $0,1 > k \geq 0,001 \text{ cm}^2/\text{sek} \cdot \text{volt}$ ) ionide tihedusega seoses olevate küsimustega, kuna J. Reineti poolt uuriti esijoones kergete ( $k \geq 0,1 \text{ cm}^2/\text{sek} \cdot \text{volt}$ ) ionide ja molioonide ( $k \geq 1,0 \text{ cm}^2/\text{sek} \cdot \text{volt}$ ) tiheduse muutumisega seoses olevaid küsimusi. Kuid nähtuste seotusest tingituna ja probleemi tervikluse huvides on tulnud mõlematel autoritel hädavajaliku võrdlusmaterjalina vahel kasutada sügavama analüüsi teostamisel küsimusi laiemalt.

Käesolevas artiklis on tüüpilisi illustreerivaid näiteid toodud ka kergete ionide ja molioonide valdkonnast, kuna nende faktide avastamine sai võimalikuks vaid autori poolt selles töös kirjeldatud suundgraafikute meetodil.

Observatooriumilt, mis asub vaatluskohast umbes 500 meetri kaugusel.

Järgnevate ridade eesmärgiks ongi käsitleda üheaastase rohkearvulise (umbes 20 000 üksikvaatlust) vaatlusmaterjali läbitöötamise küsimust selles osas, mis puutub seoste leidmisse meteoroloogiliste elementide ja ionide tiheduse vahel.

## **I. Korrelatsioonimeetodi abil saadud tulemustest**

On teada, et üldist korrelatsiooniarvutust peetakse ainsaks arvesse tulevaks meetodiks juhul, kui on tegu suure hulga andmetega ja hinnata tuleb mitme argumendi mõju, mis ise on juhusliku iseloomuga.

Atmosfäärielektriliste nähtuste uurimisel on raske süstemaatilistelt mõjuvaid tegureid eraldada juhuslike tegurite hulgast. Kuid vaatamata sellele on seni sageli kasutatud atmosfääri ionisatsiooni ja meteoroloogiliste elementide vaheliste seoste hindamisel kahe muutuja korrelatsiooniväljadest saadud klassikeskmiste käiku kas tabeli või tulpdigrammi näol. Kuid argumentidevahelise vastastikuse seose puhul on saadud sel juhul vasturääkivaid tulemusi [3]. Et selliseid eksimusi vältida ja välja selgitada atmosfääri ionide tihedust ühekülgsest mõjustavate tegurite (udu, äike, sadu, pakane, suits jne.) toimet, on vaja uurimisaluse aastase vaatlusmaterjali kollektiiv jaotada lühemaajalisteks perioodideks \* (kuude või aastaaegade — kvartalite järgi), sest äsjamainitud atmosfäärilised nähtused ei esine ühesuguse selgusega kõigil vaatlusperioodidel.

Pealegi on teada juba varajasematest töödest [4], et seos ionide tiheduse ja mõne meteoroloogilise elemendi vahel on erinevatel aastaaegadel erinev. Seepärast on väheütlev selline ionide tiheduse ja meteoroloogiliste elementide vaheline korrelatiivne seos, mis on saadud kogu aastase vaatlusmaterjali alusel. Need kaalutlused on sundinud autorit kriitiliselt suhtuma korrelatsiooniarvutuse rakendamisesse seoste otsimisel ja veenduma viimase ebaotstarbekuses korrelatsioonikoefitsientide arvutamisel ionide tiheduste ja meteoroloogiliste elementide vahel (tabel 1) üksikute kvartalite (aastaaegade) kaupa. Nagu esitatud tabelist selgub, on kvartalite kollektiivide ja samuti ka kogu aastase vaatlusmaterjali alusel arvutatud korrelatsiooni kordajad oma suuruselt ja stabiilsuselt (määripüsivuselt) väheütlevad, et vastuvaidlematuid seoseid avastada. Tabelist 1. nähtub, et III kvartalis (suvel) on korrelatsioonikoefitsient temperatuuri ja kergete ionide või molioonide tiheduse vahel võrdne nulliga, kuna I kvartalis (talvel) on see seos silmapaistvam. Ometi aga näitasid vastavad uurimised, et just III kvar-

---

\* Sellist rühmitamist korrelatsiooniarvutusel on võimaldanud autoril kasutada olnud väga rikkalik vaatlusmaterjal.

Korreleeritav met. element	Kvartalid	Iooniliigi nimetus ja liikuvus $\frac{\text{cm}^2}{\text{sek} \cdot \text{volt}}$		Rasked $k \leq 0,1 (k_p = 0,00025)$		Poolrasked $-k \leq 0,1 (k_p = 0,001)$		Kerged $k > 0,1 (k_p = 0,1)$		Molioonid $k > 1,0 (k_p = 1,0)$	
		$N_2^+$	$N_2^-$	$N_1^+$	$N_1^-$	$n_2^+$	$n_2^-$	$n_1^+$	$n_1^-$		
Temperatuur $t$ °C	I	-0,43	-0,43	-0,43	-0,38	+0,47	+0,34	+0,58	+0,43		
	II	-0,22	-0,31	-0,12	-0,32	+0,33	+0,22	+0,30	+0,19		
	III	-0,21	-0,19	-0,25	-0,23	0	+0,10	0	0		
	IV	-0,31	-0,31	-0,26	-0,31	+0,45	+0,24	+0,49	+0,27		
Veeauru rõhk $a$ mm	I	-0,32	-0,32	-0,32	-0,27	+0,37	+0,25	+0,49	+0,31		
	II	-0,20	-0,29	-0,15	-0,25	+0,72	+0,70	+0,16	+0,07		
	III	-0,20	-0,04	-0,21	-0,06	+0,37	+0,28	-0,36	-0,30		
	IV	-0,21	-0,22	-0,18	-0,18	+0,38	+0,16	+0,43	+0,22		
Nähtavus $s$ km	I	-0,13	-0,11	-0,10	-0,09	+0,17	+0,20	0	+0,12		
	II	-0,11	-0,19	-0,09	-0,12	-0,14	-0,20	+0,29	+0,28		
	III	-0,27	-0,41	-0,28	-0,16	-0,19	-0,15	+0,46	+0,43		
	IV	-0,23	-0,24	-0,21	-0,24	+0,20	+0,29	+0,14	+0,23		
Tuule tugevus $c$ m/sec	I	-0,30		-0,25		+0,17		+0,26			
	II	-0,15		-0,21		-0,13		-0,14			
	III	-0,23		-0,26		-0,16		+0,18			
	IV	-0,36		-0,37		+0,20		+0,19			
Relatiivne niiskus $r$ %	I	0	0	-0,06	-0,06	-0,07	-0,15	+0,22	+0,14		
	II	+0,13	+0,22	+0,08	+0,20	+0,26	+0,32	-0,20	-0,19		
	III	+0,17	+0,31	+0,23	+0,33	+0,32	+0,25	-0,38	-0,40		
	IV	+0,07	+0,11	+0,04	+0,08	-0,27	-0,06	0	-0,01		
Õhurõhk $p$ mb	I	+0,36		+0,34		-0,30		-0,31			
	II	-0,09		0		-0,09		+0,22			
	III	+0,19		+0,18		0		0			
	IV	+0,16		+0,19		0		0			

Tabel nr. 1. Lineaarse korrelatsiooni koefitsiendid aasta iga kvartali ja kogu aasta ionide tiheduse ning meteoroloogiliste elementide vahel.

talil on uuritav kollektiiv sagedusjaotuselt normaalsele lähedane, kuna I kvartalis seda ei ole.

Leidub ka raskusi, mis sunnivad kahtlema korrelatsioonikoefitsiendi enda mõttes ja tähenduses. Näiteks meteoroloogiliste elementide omavaheliste korrelatiivsete seoste arvutamisel ilmnes, et kvartali andmetel veeaururõhk  $a$  ja nähtavus  $s$  on negatiivses korrelatiivses seoses, kuid andmete liitmisel aasta kollektiiviks kujuneb positiivne korrelatsioon. Negatiivselt korreleeruvate ridade segunemisel saadud positiivne korrelatsioon selgub keskmiste  $a$  ja  $s$  üldisest samasuunalisest kulgemisest:

	$a$ (mm)	$s$ (km)
I kvartal	2,7	8,4
II „	6,1	16,1
III „	10,2	14,6
IV „	4,7	9,1

P. N. Tverskoi andmetel [5] on absoluutse niiskuse suurenemisel täheldatud nähtavuse kahanemist. Ka kuu korrelatsiooniväljandest saadud andmed kinnitavad seda, kuid aastase vaatlusmaterjali alusel saadud kordaja väljendab ebareaalset seost. Seda laadi vasturääkivused on tuntud kirjanduses [6] korrelatsioonikoefitsiendi tähenduse selgitamisel. Seevastu nähtavuse  $s$  ja relatiivse niiskuse  $r$  vahel on tugev negatiivne korrelatiivne seos, nii nagu seda on väidetud Tšernjavski [7] ja tema õpilaste Kulagini [8] ning Panitškina [9] töödes, niihästi kvartalite kui ka kogu aastase vaatlusmaterjali alusel. Sellist ebakindlust ja kõikumisi esineb veel teisigi. Aega nõudnud ulatuslik korrelatiivsete seoste arvutamine ionide tiheduste ja meteoroloogiliste elementide vahel kui ka meteoroloogiliste elementide omavaheliste seoste kontrollimine (tabel 2) kinnitas, et mitme muutuja korrelatsiooni-arvutuse rakendamine seoste avastamisel ei ole otstarbekohane ega aita tungida üksiknähtuste füüsikaliste põhjuste juurde, mispärast autor loobus sellest uurimismeetodist. Tuli leida uus uurimismeetod, mis lubaks tungida sügavamale ja avastada korrelatsiooni-arvutusel avastamata jäänud üksiknähtuste tõelisi põhjusi, sest korrelatsiooni-arvutus on liiga jäme selleks, et leida isegi ionide tiheduste omavahelist kiiresti muutuvat seost (tabel 3)

On selge, et sellise suure vaatlusmaterjali juures, mis autori oli kasutada, ei ole tehniliselt võimalik laskuda iga üksiku vaatluse analüüsini. Teiselt poolt aga ei anna see igakord küllalt rahuldavaid tulemusi, sest vaatlused on tehtud linnaoludes ja peale atmosfääriliste üldiste tegurite tuleb eeldada lokaalsete tegurite suuremat või vähemat moonutavat mõju üksikute vaatlusperioodide ja -tsüklite vaatlusandmetele. Seepärast kõigi üksikvaatluste analüüs on väheviljakas võrreldes selleks kulutatud ajaga. Seepärast on ka selline silmapaistev uurija nagu Israel [10] pidanud üksikvaatluste uurimist küll huvitavaks, kuid vaatluste suurt hajumist arvestades on ta nimetanud paratamatuks keskmistega töötamist.



	Kvartalid	<i>t</i>	<i>a</i>	<i>s</i>	<i>c</i>	<i>r</i>	<i>p</i>
<i>t</i>	I II III IV	—	$\left. \begin{array}{l} +0,93 \\ +0,65 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} +0,85 \\ +0,93 \end{array} \right\} +0,89$	$\left. \begin{array}{l} 0 \\ +0,29 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} +0,54 \\ +0,36 \end{array} \right\} +0,42$	$\left. \begin{array}{l} +0,25 \\ 0 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} +0,11 \\ -0,22 \end{array} \right\} -0,07$	$\left. \begin{array}{l} +0,14 \\ -0,59 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} -0,56 \\ -0,54 \end{array} \right\} -0,43$	$\left. \begin{array}{l} -0,53 \\ +0,23 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} +0,33 \\ +0,17 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} -0,13 \\ +0,15 \end{array} \right\} 0$
<i>a</i>	I II III IV	—	—	$\left. \begin{array}{l} -0,25 \\ -0,17 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} +0,29 \\ +0,22 \end{array} \right\} +0,21$	$\left. \begin{array}{l} +0,11 \\ -0,22 \end{array} \right\} 0$ $\left. \begin{array}{l} -0,12 \\ -0,18 \end{array} \right\} -0,31$	$\left. \begin{array}{l} +0,52 \\ +0,24 \end{array} \right\} 0$ $\left. \begin{array}{l} 0 \\ +0,28 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} -0,52 \\ 0 \end{array} \right\} -0,15$ $\left. \begin{array}{l} 0 \\ +0,15 \end{array} \right\}$
<i>s</i>	I II III IV	—	—	—	$\left. \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} +0,15 \\ +0,17 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} -0,63 \\ -0,63 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} -0,71 \\ -0,63 \end{array} \right\} -0,68$ $\left. \begin{array}{l} -0,49 \\ -0,70 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 0 \\ +0,29 \end{array} \right\} 0$ $\left. \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\}$
<i>c</i>	I II III IV	—	—	—	—	$\left. \begin{array}{l} +0,02 \\ -0,20 \\ -0,23 \\ -0,08 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} -0,40 \\ -0,13 \end{array} \right\} -0,30$ $\left. \begin{array}{l} -0,45 \\ -0,57 \end{array} \right\}$

Tabel nr. 2. Meteoroloogiliste elementide omavahelist korrelatiivset seost iseloomustavad lineaarse korrelatsiooni koeffitsiendid.

	Kvartalid	$N_2^-$	$N_1^+$	$N_1^-$	$n_2^+$	$n_2^-$	$n_1^+$	$n_1^-$
$N_2^+$	I II III IV	$\left. \begin{matrix} +0,93 \\ +0,79 \\ +0,96 \\ +0,91 \end{matrix} \right\} +0,91$	$\left. \begin{matrix} +0,93 \\ +0,76 \\ +0,87 \\ +0,92 \end{matrix} \right\} +0,92$				$\left. \begin{matrix} -0,53 \\ -0,29 \\ -0,30 \\ -0,61 \end{matrix} \right\} -0,51$	
$N_1^+$	I II III IV		—	$\left. \begin{matrix} +0,88 \\ +0,66 \\ +0,79 \\ +0,89 \end{matrix} \right\} +0,85$	$\left. \begin{matrix} -0,24 \\ -0,10 \\ -0,17 \\ -0,48 \end{matrix} \right\} -0,33$		$\left. \begin{matrix} -0,53 \\ -0,20 \\ -0,31 \\ -0,59 \end{matrix} \right\}$	
$n_2^+$	I II III IV				—	$\left. \begin{matrix} +0,77 \\ +0,85 \\ +0,83 \\ +0,77 \end{matrix} \right\} +0,88$	$\left. \begin{matrix} +0,56 \\ +0,20 \\ -0,19 \\ +0,86 \end{matrix} \right\} +0,40$	
$n_1^+$	I II III IV						—	$\left. \begin{matrix} +0,76 \\ +0,83 \\ +0,77 \\ +0,87 \end{matrix} \right\} +0,86$

Tabel nr. 3. Ioonide tiheduse omavahelist korrelatiivset seost iseloomustavad lineaarse korrelatsiooni koefitsiendid.

Hilisemas töös on Israel [11] peatunud pikemalt andmete läbitöötamise viisil. Ta nimetab üksikvaatluste analüüsi küll sügavale viivaks, kuid ei kasuta seda, vaid uurib statistiliselt nähtuste üldomadusi.

Edaspidises uurimistöös satub Israel [12] raskustesse, mis sunnib teda asuma kriitilisele analüüsile [3], kus kahetsevalt mainitakse, et tavaline ja sissejuurdunud kahe muutuja hajumisväljadest saadud seoste leidmise viis ehk võte tekitab tulemuste suhtes ebakindlust, mida ka statistiline veahindamine ei kõrvalda. Esitatud mõttekäigud ja meie laiaulatuslik arvutustöö viivad järeldusele, et vaatlusmaterjal tuleks liigitada mitte ainult lühemate ajaliste perioodide (kuude, aastaaegade) järgi, vaid sel viisil, et oleks ka võimalikum avastada lokaalseid mõjusid. Et linnaoludes tuumade allikad — vabrikud, lennuväli, raudteejaam jne. — asuvad vaatluskoha suhtes kindlas suunas, siis on otstarbekohane kogu vaatlusmaterjal veel jaotada tuule suundade \* järgi, et hinnata lokaalsete tegurite osatähtsust.

Edasine jaotamine ei ole autori arvates enam otstarbekohane, sest kuukollektiivid lubavad rohkearvulise ja homogeensema vaatlusmaterjali korral avastada ionide tiheduste ja meteoroloogiliste elementide vahelist seost, kuna tuule suundade järgi jaotamine aitaks avastada lokaalsete tegurite osatähtsust ionide tihedusele. Liiga väikeste vaatluskollektiividega töötamine võib aga avaldada eksitavat mõju üksikvaatluste juhusliku lokaalse teguri toime tõttu.

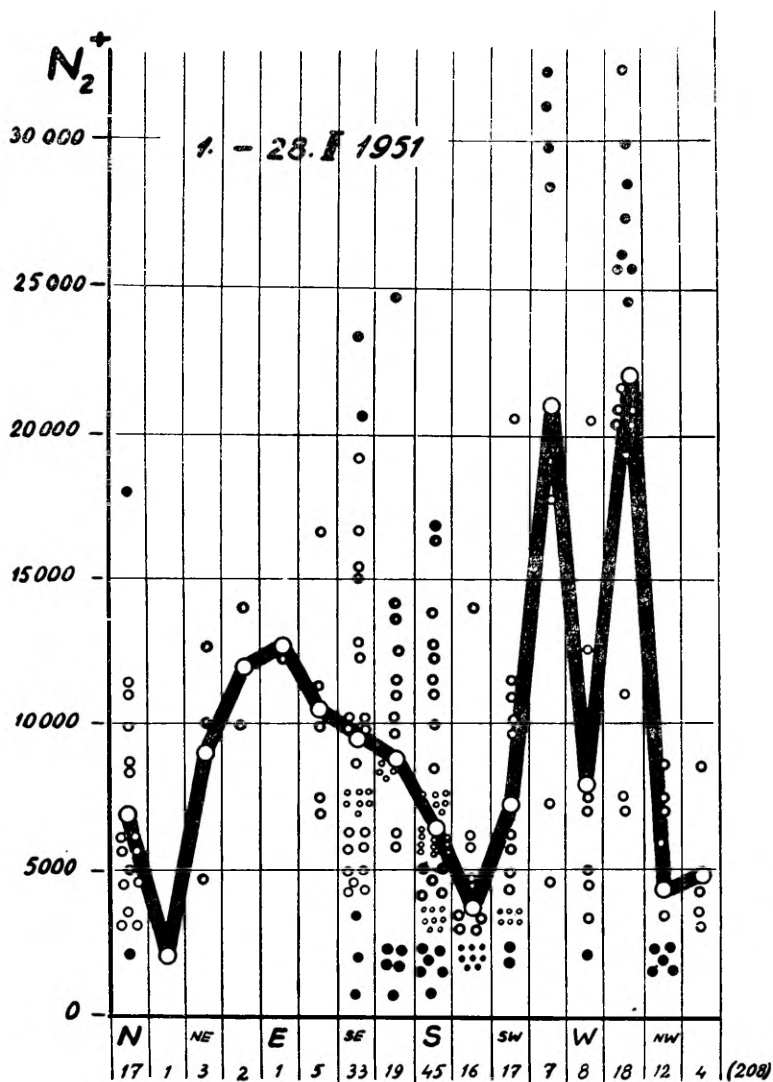
## II. Üksikvaatluste analüüsi teostamisest

### 1. Suundgraafik kui vahend seose olemasolu avastamisel

Kogu vaatlusmaterjal (ioonide tihedused ja meteoroloogilised elemendid — õhurõhk, tuule kiirus, relatiivne ja absoluutne niiskus jne.) on korraldatud iga kuu jaoks eraldi nii, et need oleksid lahutatud vastavalt tuule 16-le suunale. Nii saadud hajumisväljad moodustavad aluskollektiivid, mis sisaldavad kõiki andmeid (iga ionide grupi \*\* kohta kuus 208 üksikvaatlust ja samuti ionide tiheduse mõõtmisaegadele vastavad meteoroloogiliste elementide väärtused). Sealjuures tuleb arvutada vastava tuule suuna korral teostatud vaatlusandmete keskmised ja kujutada need suundgraafikuna (joonis 1). 16 sakiga murdjooned iseloomustavad ionide tiheduse ja meteoroloogiliste elementide keskmiste käigu muutust vastavalt tuule suuna muutusele. Heites pilku aasta esimese kuu, nimelt jaanuarikuu suundgraafikuile (joonis 1, 2, 3), ilmneb,

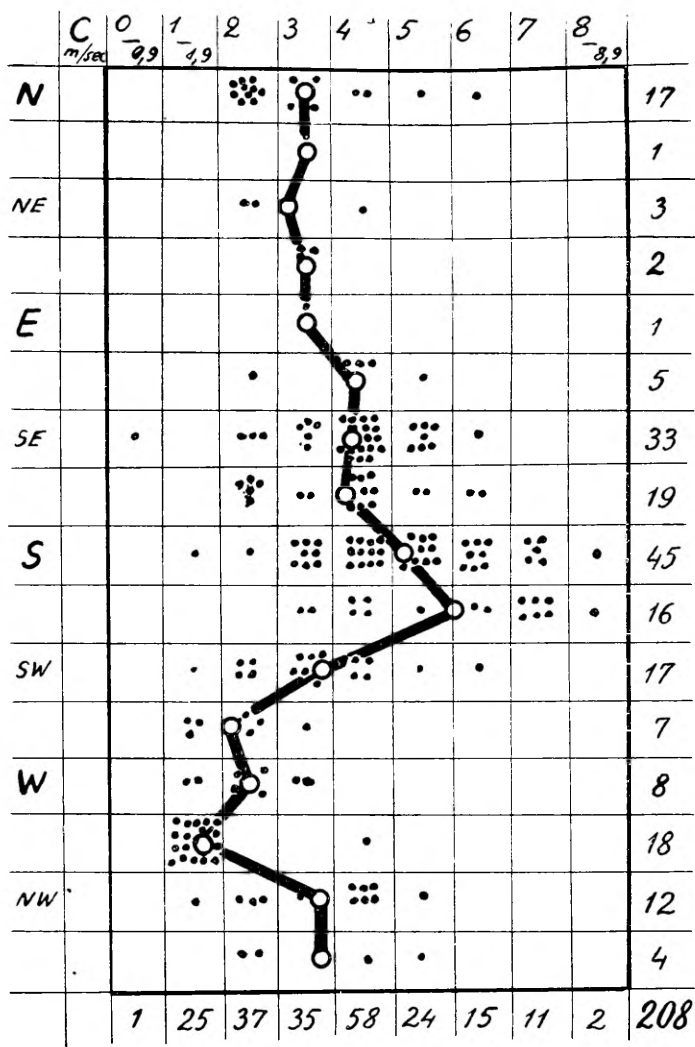
\* Autor jaotas vaatlusmaterjali 16 erineva sektori tuule suuna järgi.

\*\* Igas kuus teostati 208 vaatlusseeriat ionide tiheduse mõõtmise alal, kusjuures mõõdeti positiivsete ja negatiivsete molioonide ( $n_1^+$ ,  $n_1^-$ ), kergete ionide ( $n_{2+}$ ,  $n_{2-}$ ), keskmiste ning poolraskete ionide ( $N_1^+$ ,  $N_1^-$ ) ja raskete ionide ( $N_{2+}$ ,  $N_{2-}$ ) tihedusi.



Joonis 1. Raskete ionide tiheduse ( $N_2^+$ ) suundgraafik jaanuari kõikide vaatluste andmetel.

et WNW tuule korral on keskmine õhurõhk ( $p$  mb) olnud maksimaalne ja tuule kiirus ( $c$  m/sec) minimaalne. Raskete positiivsete ionide ( $N_2^+$ ) keskmine tihedus on sel korral olnud maksimaalne. Kuuld SSW tuule puhul maksimaalse tuule kiiruse korral on aga raskete ionide tihedus ( $N_2^+$ ) miinimumis. Esitatud suundgraafik viitab üldtuntud faktile, et talvel antitsükloonaalse ilmastiku korral, kui tuule kiirus on väike ja temperatuur minimaalne (mida samuti

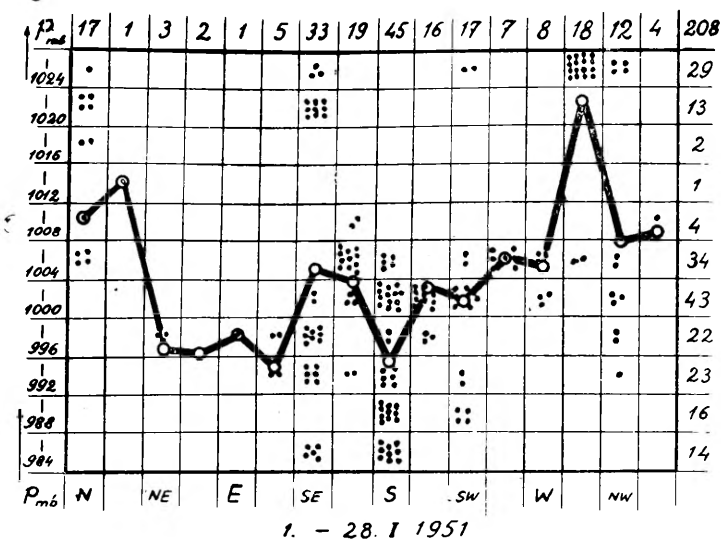


1. - 28 I 1951

Joonis 2. Tuule tugevuse (C) suundgraafik jaanuari kõikide vaatluste andmetel.

kinnitab vastav suundgraafik), on linnaoludes rikkalikult raskeid ioone ja seega ka tuumi [13], mida kahtlemata osaliselt põhjustavad lokaalsed tuumade allikad (suits jne.). Sel viisil, kasutades suundgraafikuid, ilmnes, et talve-poolaasta\* on molioonide tihe-  
dus ( $n_1$ ) silmapaistvas miinimumis E-S suuna tuulte korral ning

\* Nii on nimetatud siinkohal külma poolaasta kuusid I—III ja X—XII.



Joonis 3. Õhurõhu ( $p$ ) suundgraafik jaanuari kõikide vaatluste andmetel.

maksimumis SW-W tuulte korral. Raskete ionide tihedus ( $N_2$ ) on molioonide tihedusega ( $n_1$ ) antibaasis.

Võrreldes talvekuude (jaanuar, veebruar ja märts) suundgraafikus puhkepäevadel teostatud vaatlusmaterjali alusel saadud raskete ionide tiheduse ( $N_2$ ) keskmisi teistel päevadel saadud raskete ionide tiheduse keskmistega selgus, et vabrikute, käitiste jne. poolt põhjustatud tuumad, põlemisproduktid võivad ülimalt kuni 20–30% ulatuses suurendada raskete ionide tihedust.

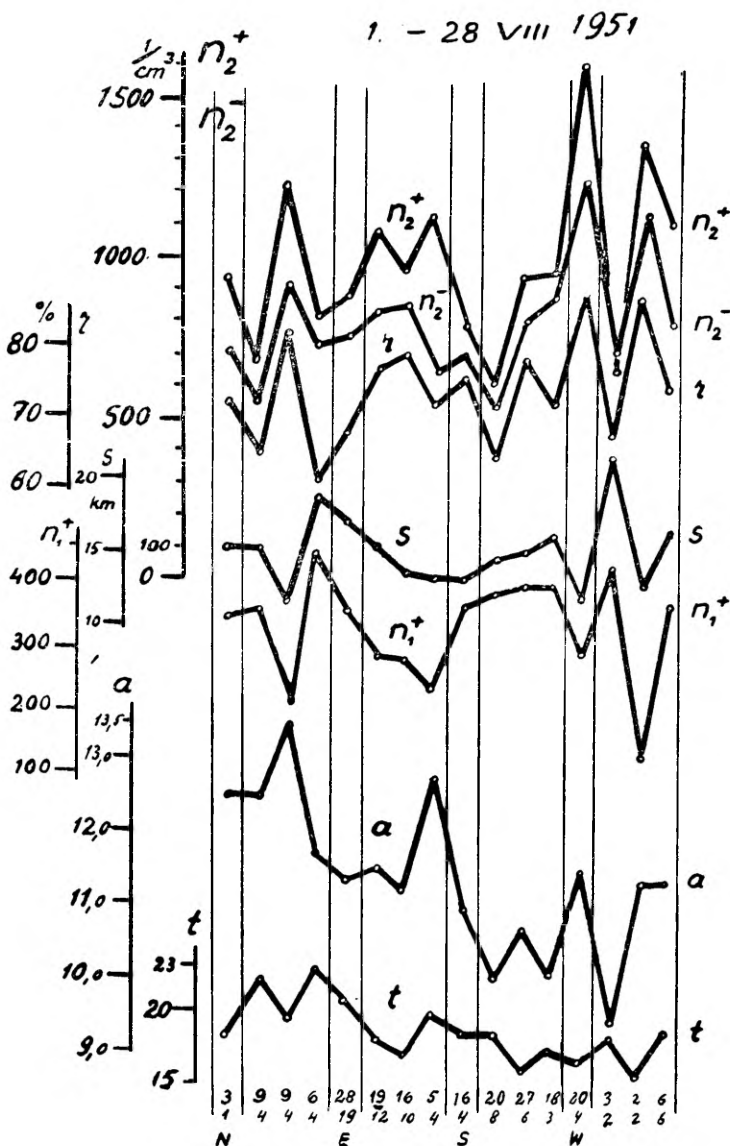
Kõiki sajupäevade vaatlusi läbi töötades selgus, et sademete puhul on raskeid ioone ( $N_2$ ) vähe. Eriti märkimisväärselt vähe on olnud külmal poolaastal raskeid ioone novembri- ja detsembrikuu tsüklonaalse olukorraga seotud suure tugevusega tuulte ja sademete puhul.

Sellised tähelepanekud virgutasid suundgraafikuid kasutama laiemalt ka seal, kus korrelatsiooniarvutus ei andnud loodetud tulemusi.

## 2. Ioonide tiheduse seos õhu niiskusega

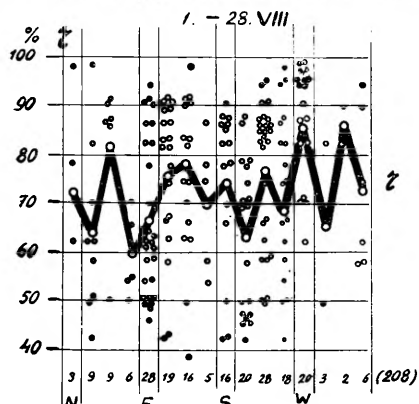
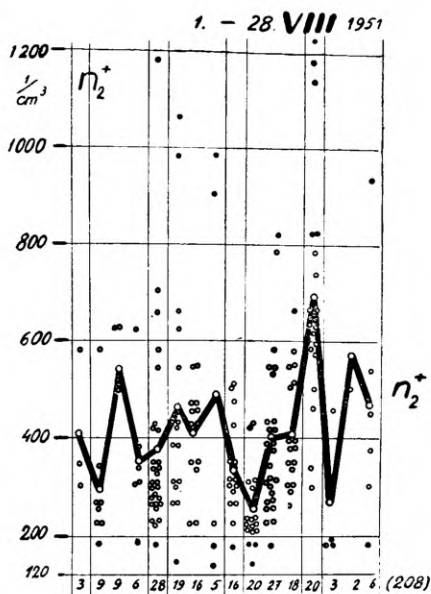
Raskete ionide tiheduse ( $N_2$ ) ja relatiivse niiskuse ( $r$ ) kuu korrelatsioonivälju jälgides ilmnes vaid, et üksikutel kuudel suure relatiivse niiskuse korral 90–100% oli märgata raskete ionide tiheduse ( $N_2^+$ ) vähenemist, kuid järeldusi korreleeruvuse kohta oli raske teha.

Kõrvutades aga ionide tiheduse ja relatiivse niiskuse suundgraafikuid kuude kaupa, ilmnes augustikuu suundgraafikuid ana-

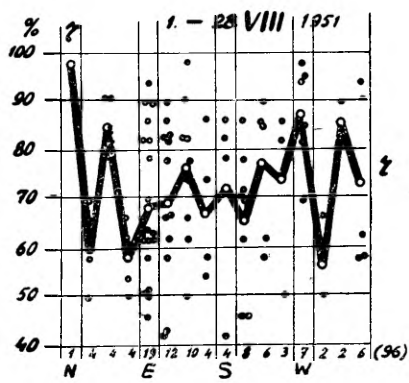
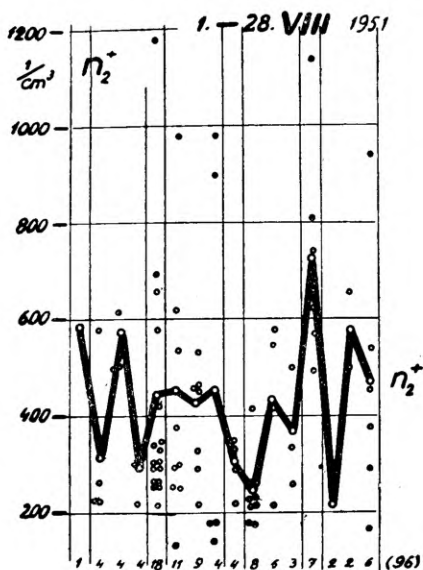


Joonis 4. Augusti andmetel saadud suundgraafikud näitavad seost  $n_2$  ionide tiheduse ja relatiivse niiskuse ( $r$ ) vahel.

lüüsidest ootamatult, et kergete ionide  $n_2^+$  ja  $n_2^-$  tiheduse keskmised ja relatiivse niiskuse  $r$  keskmised väärtused oma näival juhuslikes võngetes tuule suuna järgi näitavad omavahel tihedat kokkukuuluvust (joonis 4). Joonisel on tähistatud vaid põhiilmakaared N, E, S ja W. Arvud ilmakaarte kohal näitavad vaatluste arve, mis on



Joonis 5.  $n_2$  ja  $r$  suundgraafikute vastavad hajumisväljad augusti kõikide vaatluste andmetel.



Joonis 6.  $n_2$  ja  $r$  suundgraafikute vastavad hajumisväljad augusti 4 tunni (kl. 01, 07, 13 ja 19) vaatluste andmetel.

teostatud vastava tuule suuna korral. Ioonide tiheduse, relatiivse niiskuse ja temperatuuri määramiseks on teostatud 208 mõõtmist (ülemine arvude rida), absoluutse niiskuse\* ja nähtavuse määramiseks on teostatud 96 mõõtmist (alumine arvude rida).

Kõrvutatades hajumisvälju kerge te ionide tiheduse ( $n_2^+$ ) ja relatiivse niiskuse ( $r$ ) kohta lahutatult tuule suundade järgi näeme

\* Absoluutset niiskust kasutatakse käesolevas töös veeaururõhu asemel.



augustikuu vaatlusmaterjali alusel, et kõigi vaatluste (208) alusel saadud pilt (joonis 5) ei erine oluliselt sellest pildist, mis on saadud ainult kella 01, 07, 13 ja 19 (kkpa.) vaatluste (96) alusel (joonis 6).

Jooniste 5 ja 6 sarnasus näitab, et uuritavate elementide iseloomulik käik on küllalt hästi tabatud juba nelja vaatlusega ööpäeva kestel. Selline tõsiasi on ilmnenud ka teiste seoste analüüsil ja päevakeskmised, mis on saadud 24-tunniliste vaatlusseerijate alusel, ei erine märgatavalt kell 01, 07, 13 ja 19 teostatud vaatluste päevakeskmistest.

Esitatud näidete korral on tegu kahe muutuvaga, millede omavahelisele tihedale seosele viitab nende näivalt juhuslike võnkumiste päri- või vastaskäik.

Kui seos kahe nähtuse vahel, kasutades Bauri sõnu [14], avaldub nendes võnkumistes, mitte aga päri- või vastupidises sekulaarses käigus, siis on korrelatsioon „ehtsaks” nimetatav, kuna vastasel korral on tegemist „näiva” korrelatsiooniga.

Nii võiks joonise nr. 4 puhul rääkida ehtsast korrelatsioonist  $r$  ja  $n_2$  vahel, kuigi on tegu ainult ühe vaatluskuu 208 väärtuspaariga; veelgi enam — võib väita, et seose tihedus peab siin kinnituma ka üksikvaatlustes, mitte ainult suurema arvu juhuste keskmistes arvudes. Teiste sõnadega — seos peaks olema sisuline, füüsikaliselt põhjendatav. See seos relatiivse niiskuse ja kergete ionide tiheduse vahel väljendub erilise selgusega küll augustikuul, kuid ta on, nagu üksikasjaline uurimine kinnitas, üldiselt kehtiv soojal poolaastal (aprillist kuni septembrini).

Avastatud seose üksikasjadesse lubab tungida alles üksikvaatluste põhjalik analüüs. Võttes vaatluste alla sama augustikuu kõigi vaatluspäevade keskpäevased vaatlused (kell 13 kkpa.), näeme kergete ionide tiheduse ( $n_2^+$ ) erakordset kasvu, kui relatiivne niiskus ( $r$ ) on ületanud 70% piiri (joonis 7).

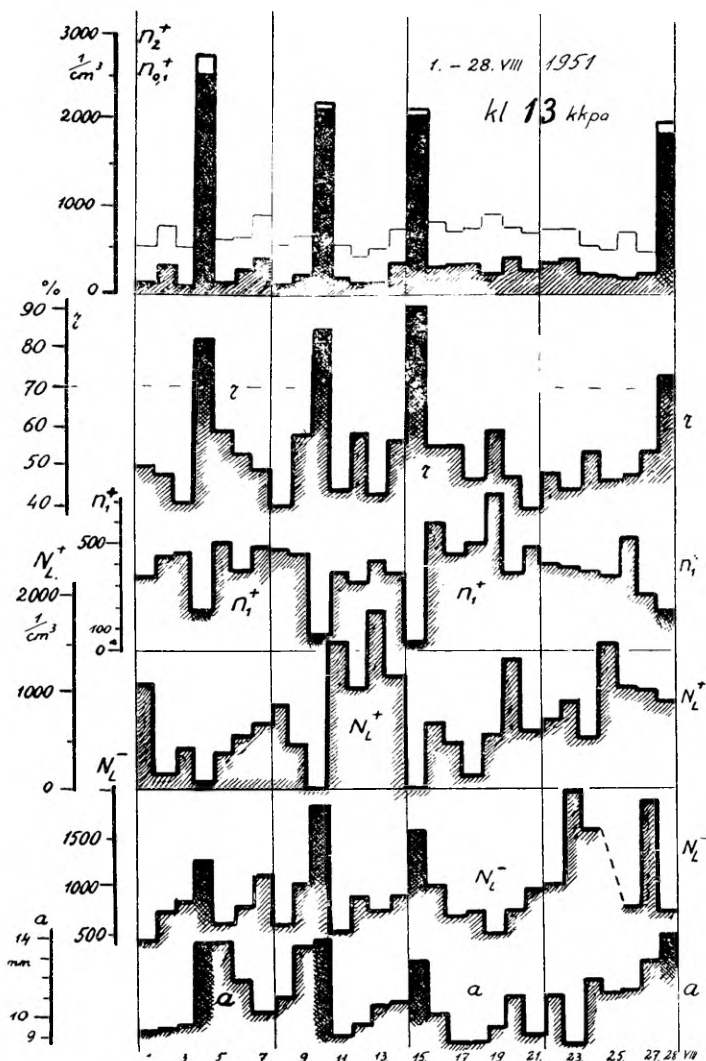
Joonise ülaosas on kõrvuti kergete ionide  $n_2^+$  tihedusega viirutatud sambana kujutatud vahepealsete ionide tihedus ( $n_{0,1}^+$ ) kui kergete ionide ( $n_2^+$ ) ja molioonide ( $n_1^+$ ) tihedusarvude lahutamise tulemus.

Analoogiline pilt ilmneb ka negatiivsete kergete ( $n_2^-$ ) ja vahepealsete ionide ( $n_{0,1}^-$ ) tiheduse kasvus, kui relatiivne niiskus ületab 70%.

Samuti nagu augustikuul \* võime ka teistel suvekuudel (alates maikuust), kus kõrvaltegurid on olnud vähem segavad, kindlaks teha ilmekat relatiivse niiskuse mõju kergete ionide tihedusele (joonis 8).

---

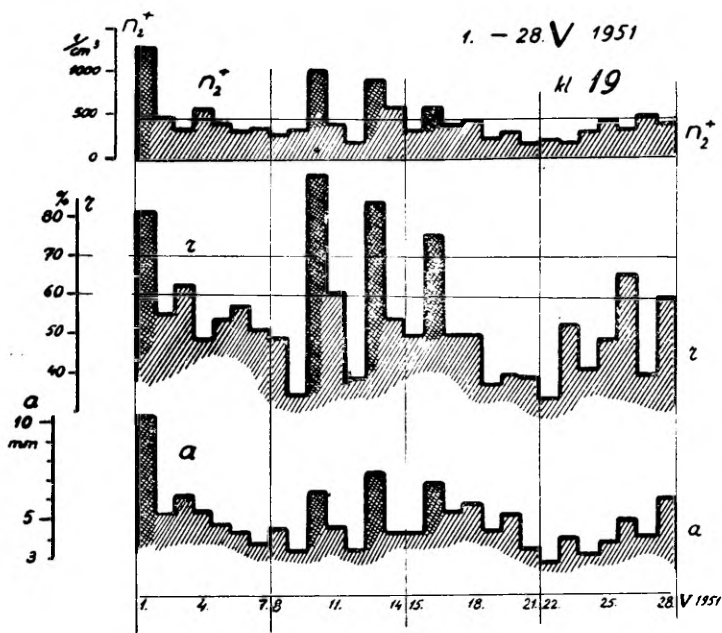
\* Augustikuu (1951. a.) oli erakordselt kuiv kuu. Keskmise augustikuu sademete hulk (kõigil vaatluspäevadel) oli 7,8 mm, kuna 1923.—1935. a. keskmine sademete hulk augustis oli 95,0 mm. Siinkohal tuleks märkida, et meteoroloogiliste elementide kuukeskmised 1951. a. ei erinenud märgatavalt pikemaajaliste vaatluste kuukeskmistest Tartus, välja arvatud sademetevaesus augustikuul.



Joonis 7. Suundgraafikus (joonis 4) tähele pandud  $n_2$  ja  $r$  vahelise seose analüüs üksikvaatluste (kell 13) andmetel.

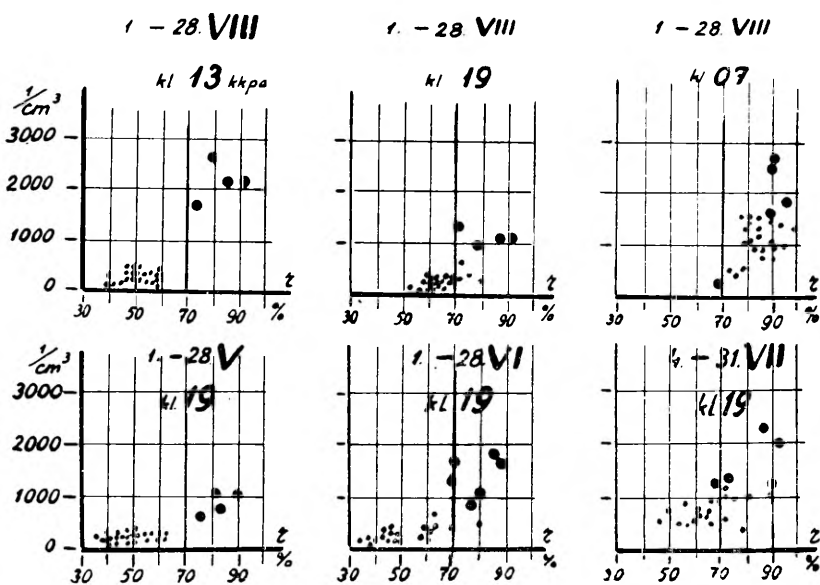
Relatiivse niiskuse erinev mõju vahepealsete ionide tihedusele 70% piiril suvekuudel paistab silma ka komponenthajumisväljadest (joonis 9).

Nii analüüsides sooja poolaasta (aprillist kuni septembrini) vaatlusmaterjale võime väita, et kergete ja ka vahepealsete ionide tiheduse kasvuhüpe esineb sel juhul, kui relatiivne niiskus on jõudnud 70% piirini ja ületab selle.

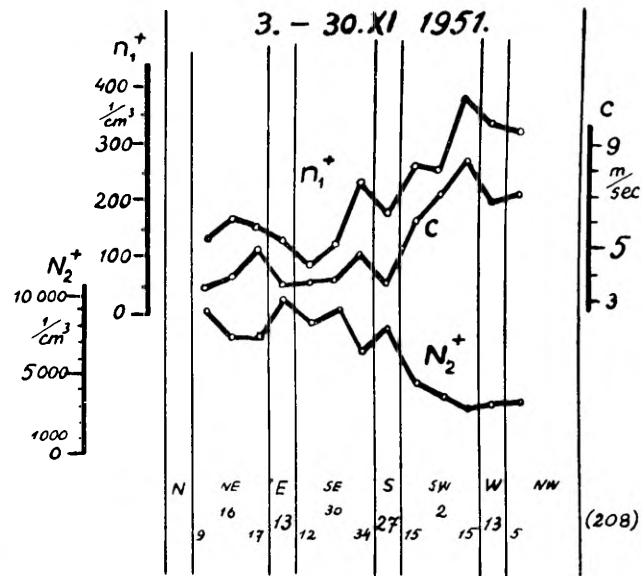
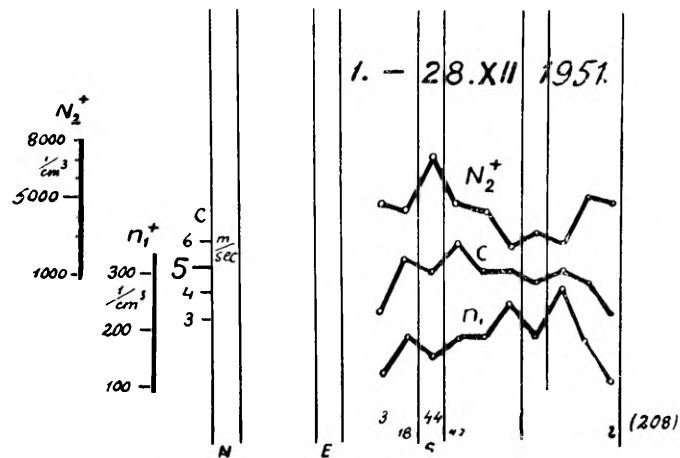


Joonis 8.  $n_2$  ja  $r$  käik maikuu kl. 19 üksikvaatluste andmetel.

$$n_2^+ - n_1^+ (n_{0,1}^+)$$

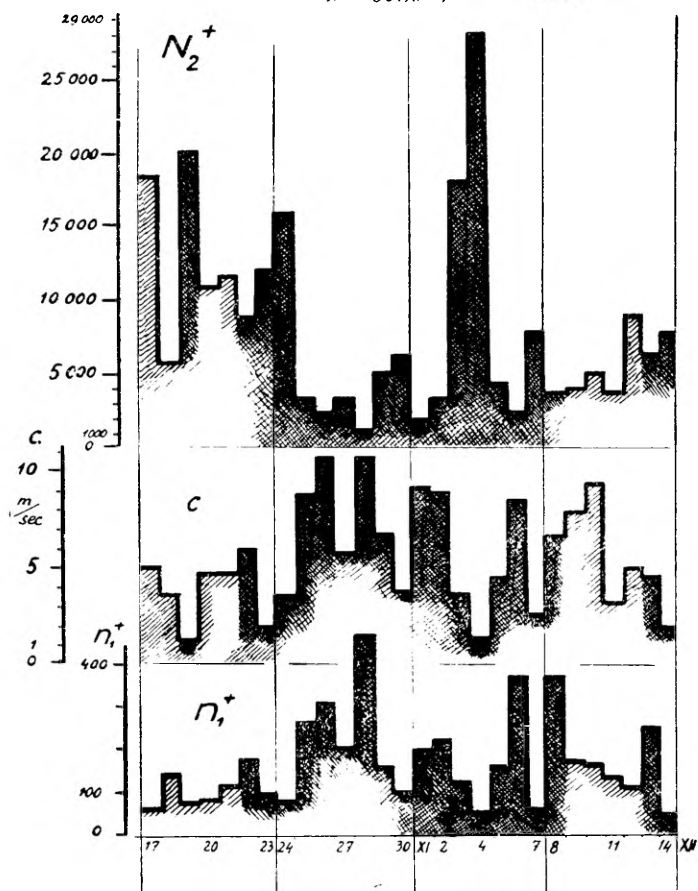


Joonis 9.  $n_2$  ja  $r$  seos mai-augusti üksikvaatluste andmetel.



Joonis 10. Ioonide tiheduse ja tuule tugevuse suundgraafikud novembri ja detsembri andmetel.

17. - 30. XI ; 1. - 14. XII 1951



Joonis 11.  $N_2^+$  ja  $C$  käik tsüklonaalse ilmastiku perioodil kl. 07 üksikvaatluste andmetel.

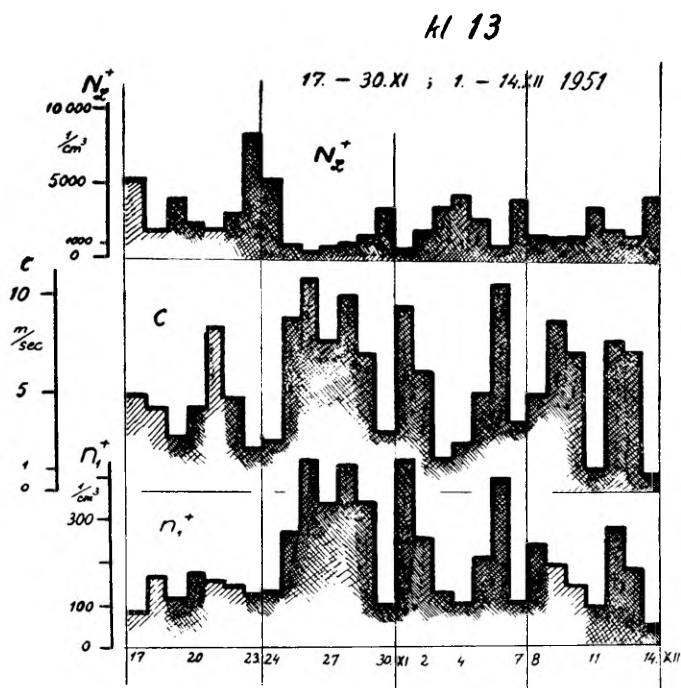
Seejuures ilmneb veel tõsiasi, et  $n_2$  ja  $n_{0,1}$  kasvu puhul ühe aegselt relatiivse niiskuse kasvuga on kasvanud ka absoluutne niiskus (küllastunud veeauru rõhk) (joonised 7 ja 8).

Ühenduses käsitletud küsimusega ilmneb veel järgmine fakt: Langevin'i ( $0,001 > k \geq 0,00025 \text{ cm}^2/\text{sek volt}$ ) positiivsete ionide ehk  $N_L^+$  tihedus langeb, kuid  $N_L^-$  tihedus üldiselt tõuseb olukorras, kus kerged ionid  $n_2$  olid hüppelises tõus. Samal ajal on molioonide tihedus alati olnud languses (joonisel 7).

Käesoleva töö eesmärgi kohaselt on tähtis, et suundgraafikute najal on jõutud seosele, mis näib füüsikaliselt põhjendatud olevat ja väärib lähemat uurimist.\*

### 3. Tuulte toimest ionide tihedusele

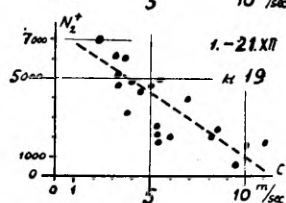
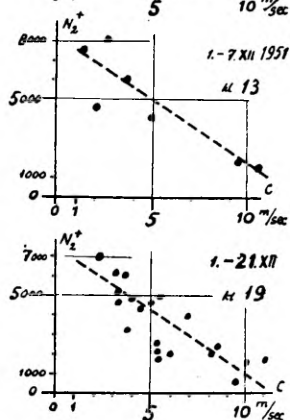
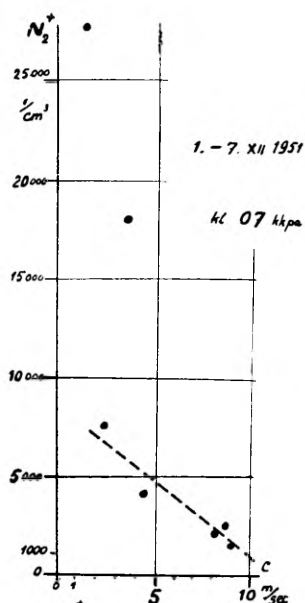
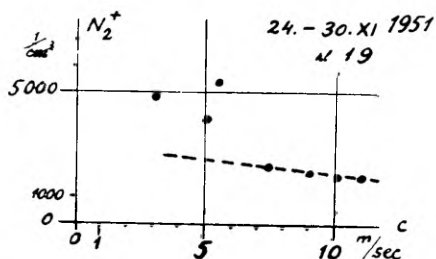
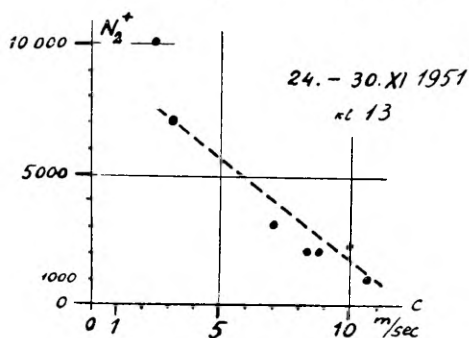
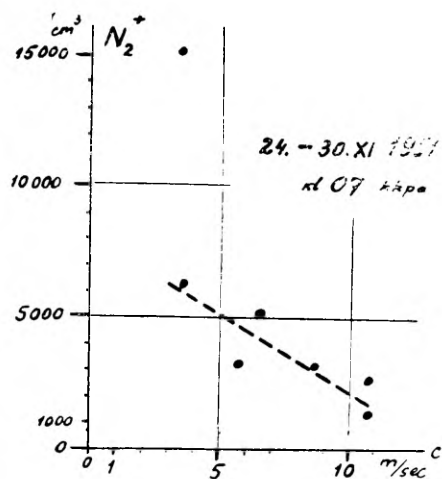
Suundgraafikute analüüsil ilmses, et raskete ionide kui ka molioonide tiheduse ja tuule tugevuse vaheline seos on kõige silmapaistvam talvekuudel.



Joonis 12. Langevin'i ionide tiheduse ( $N_1^+$ ) ja  $C$  käik tsüklonalse ilmastiku perioodil kl. 13 üksikvaatluste andmetel.

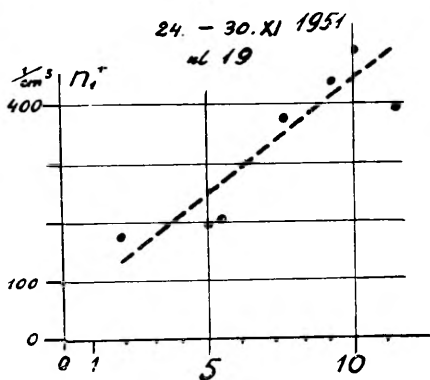
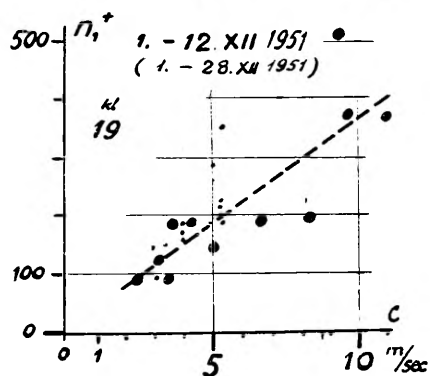
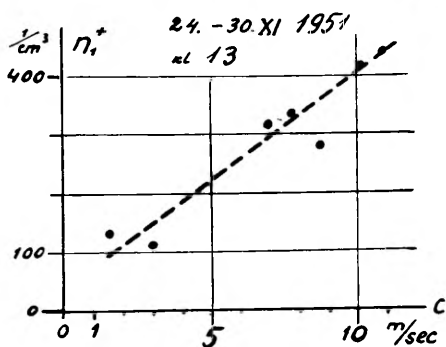
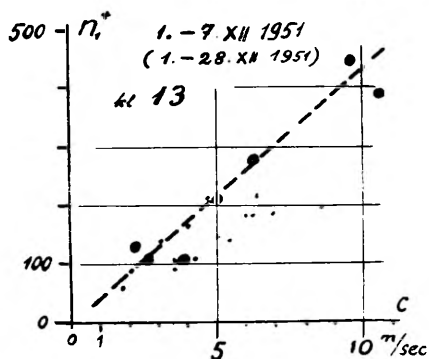
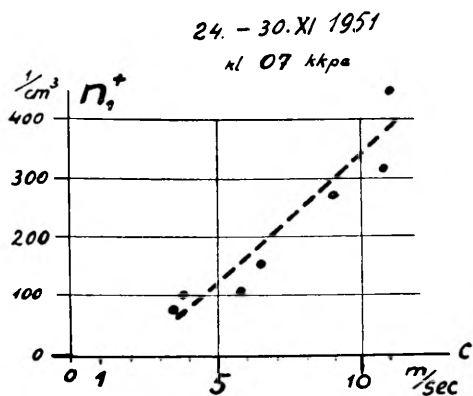
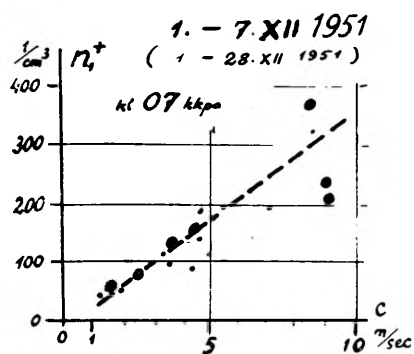
Eriti silmapaistvale seosele viitavad novembri- ja detsembrikuu suundgraafikud (joonis 10). Mainitud kuudel oli tuule tugevus aasta maksimaalne.

\* Kergete ja vahepealsete ionide esinemist atmosfääris Tartus on J. Reineti [2] poolt varem lühidalt kirjeldatud. Hiljem on J. Reineti seda küsimust edasi uurinud, analüüsides atmosfääri ionide spektri erinevust soojal ja külmal poolaastal, ja andnud selle nähtuse tõlgenduse, mis rahuldavalt selgitab Israeli [3], Wright'i [15] jt. poolt tähele pandud nähtuse põhjused, arvesse võttes uusimaid andmeid atmosfääriliste tuumade (aerosoolide) struktuuri muutumise kohta.



Joonised 13 ja 14.  $N_2$  ja  $C$  sõltuvus tsüklonaalsel perioodil.

Avastades suundgraafikute abil teistest kõrvalmõjudest vähem häiritud piirkonna, kus seos võiks esineda, tuleb tungida selle piirkonna üksikvaatlusteni. Joonised 11 ja 12 esitavad tsüklonaalse tegevuse perioodil tehtud üksikvaatluste tulemusi erinevatel kellaaegadel (kell 07 ja 13). Siit selgub, et tuule tugevuse kasvades raskete ionide ( $N_2^+$ ) tihedus üldiselt langeb ja molioonide tihedus ( $n_1^+$ ) kasvab (joonis 11). Analooiliselt raskete ionidega käituvad

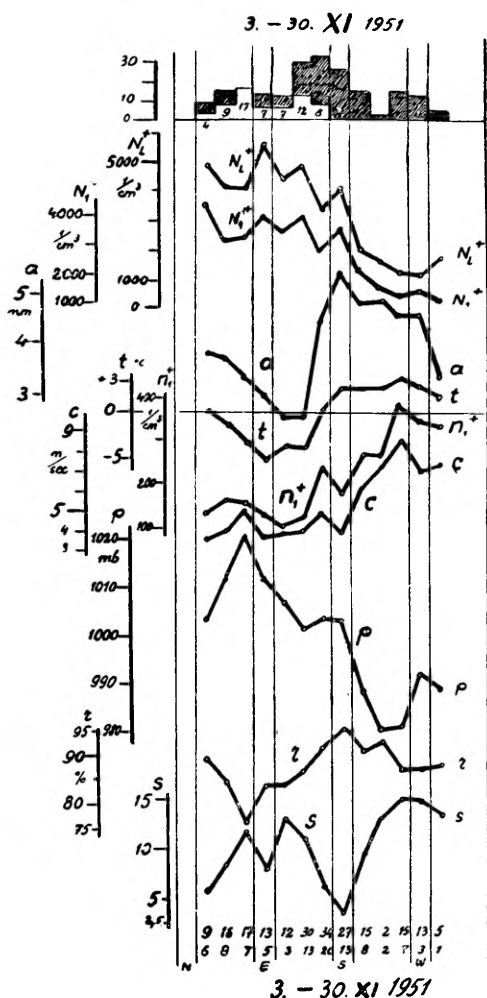


Joonised 15 ja 16.  $n_1^+$  ja  $C$  sõltuvus tsüklaalsel perioodil.

tuule tugevuse muutudes ka Langevin'i ioonid ( $N_L^+$ ) vastupidiselt molioonidele (joonis 12)

Minnes aga suundgraafikute poolt kättenäidatud teed edasi, saame tsüklaalse perioodi vaatlusmaterjalide läbitöötamisel teha oletuse seose kuju kohta ionide tiheduse ja tuulte tugevuse vahel (joonised 13—16) Vaatlusmaterjali läbi töötades selgus, et raskete





Joonis 17. Novembri sajupäevad ja suundgraafikud. Novembri suundgraafikute kohale on kujutatud viirutatud sambakestena sajupäevadel tehtud vaatluste arvud, millest nähtub, et S-W sektoris madal  $N$  ionide tihedus on mõjustatud tugeva tuule kõrval ka sademetest.

20). See suundgraafiku abil määratud tõsiasi annab võtme mõnede autorite poolt tähelepanud fakti seletamiseks, miks üks ja sama meteoroloogiline element (relatiivne niiskus) soojal ja külmal poolaastal erinevalt mõjustab ionide tihedust [4].

Ionide tihedus ja temperatuuri muutus talvepoolaastal näitas,

ioonide tihedus ( $N_2$ ) langeb ja molioonide tihedus ( $n_1$ ) kasvab esimeses lähenduses lineaarselt tuule tugevuse kasvuga. Võiks isegi järeldada, et ionide tihedus muutub seoses turbulentsi koefitsiendi muutusega. Suundgraafikute (joonis 17) abil teisi ionide tihedusele kaasamõjuvaid tegureid otsides ilmnes lähemal analüüsil, et raskete ionide tiheduse suur langus tsüklonaalsel perioodil S—W suunast puhuvate tuulte ajal on tingitud teataval määral sademetest (sademete ajal teostatud vaatluste arv on joonise ülemisel äärel viirutatud, valged tulbad on vaatluste arv ilusate ilmadega).

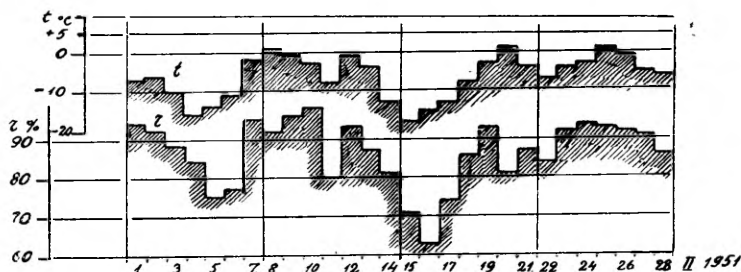
#### 4. Teisi näiteid suundgraafiku kohta

Jälgides päeva keskmise temperatuuri  $t$  muutust kuust kuusse suundgraafikute järgi (joonis 18) näeme, et talvepoolaasta kuudel, mil temperatuur on alla  $0^\circ\text{C}$ , temperatuuri keskmine  $t$  ja relatiivse niiskuse keskmine  $r$  on samaaegselt tõusnud või languses, kuid suvekuudel juba aprillist peale vastab  $t$  tõusule  $r$  langus (joonised 19 ja



Tekib küsimus, kas see näiv seos ei ole peidetud ühe arvestamata teguri taha, mis ise on korreleeruv ionide tihedusega.

Schachli [13] uurimuste põhjal talvel temperatuuri tõustes vähe-  
neb tuumade arv järsult ja korrapäraselt. Autori poolt tähelepan-  
dud raskete ionide tiheduse muutust temperatuuri muutudes põh-  
justab seega atmosfääriliste tuumade arvu muutus, mis kahtlema-  
tult kajastub ka ionide tiheduse aastases käigus.



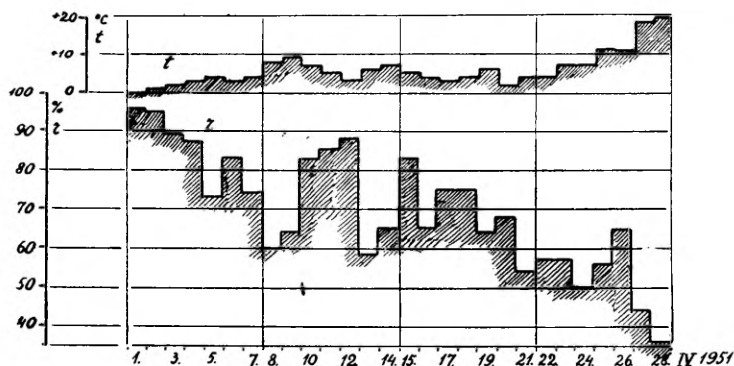
Joonis 19. Veebruari  $r$  ja  $t$  päevakeskmised —  $t$  langusele ( $t < 0^\circ$ ) vastab  $r$  langus.

Joonis 22 näitab, et talvelt suvele üle minnes (kuust kuusse) raskete ionide tihedus langeb ja kergete ning vahepealsete ionide tihedus kasvab.

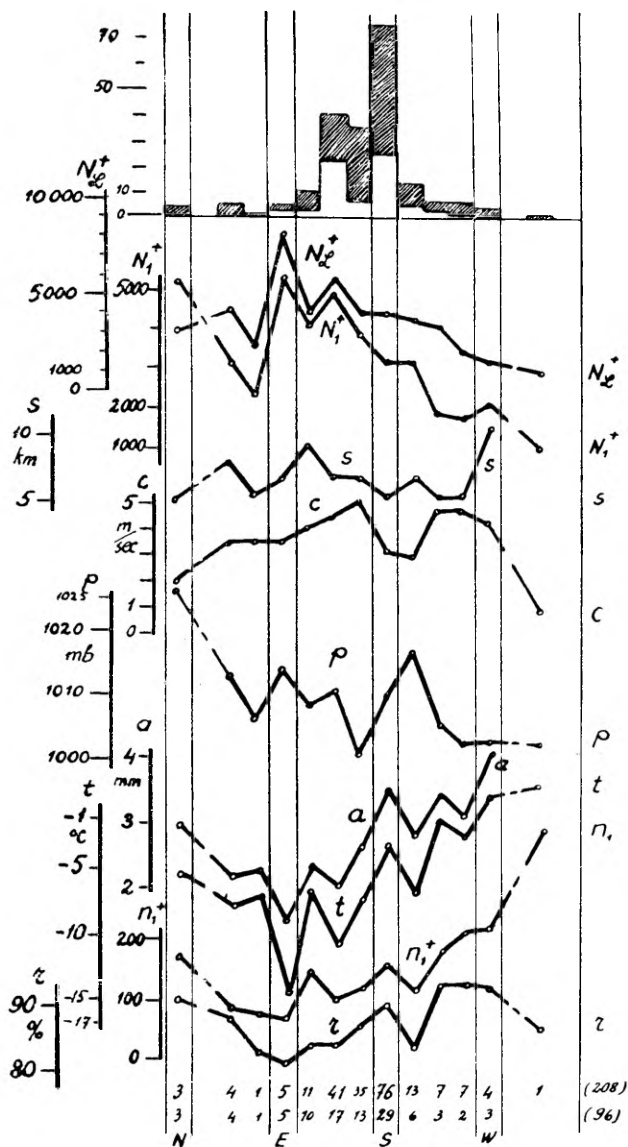
Ühtlasi kinnitab see tuntud tõsiasja, et erinevatel aastaegadel ja erinevate meteoroloogiliste tingimuste korral domineerivad eri-  
neva liikuvusega ionide grupid.

Sümbolid  $\triangle$ ,  $\odot$ ,  $\square$  on nende vaatluspäevade keskmised, kus on tehtud vaatlusi 3, 8 või 24 korda ööpäeva jooksul.

Korrapärasus, mis peegeldub vaatlusmaterjali aastases käigus, ilmneb veelgi suurema selgusega ka ionide tiheduse ööpäevase käigu puhul. Tartus teostatud atmosfääri raskete ionide tiheduse mõõtmistel 1951. a. ilmnis, et ööpäevases käigus öhtune maksimum

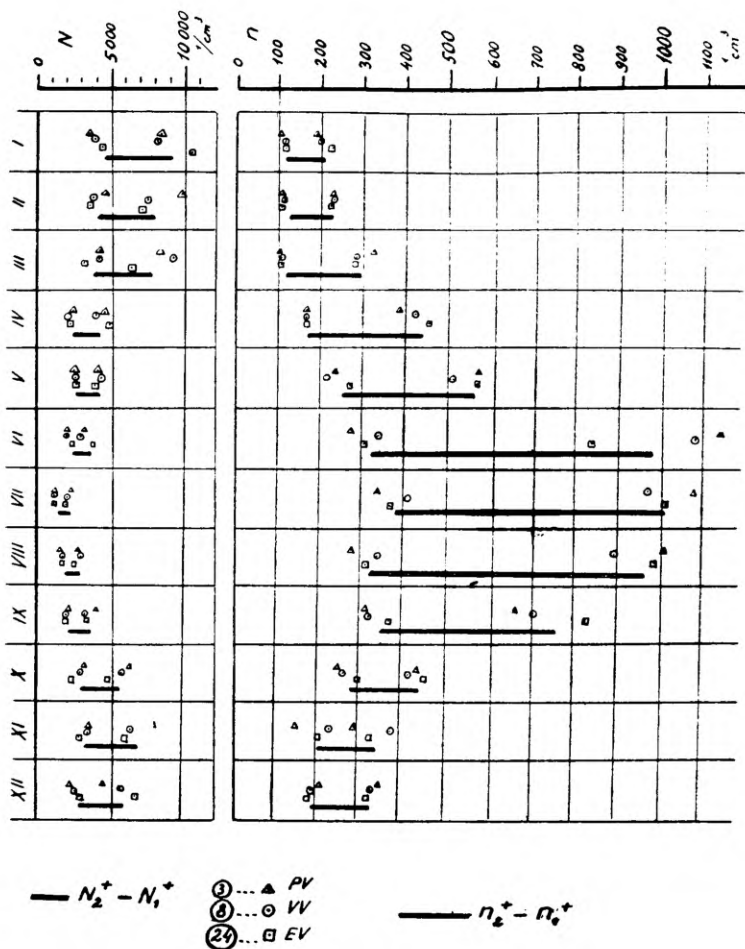


Joonis 20. Aprilli  $t$  ja  $r$  päevakeskmised —  $t$  tõusule ( $t > 0$ ) vastab üldiselt  $r$  langus.



Joonis 21. Veebruari suundgraafikud.

nihkub edasi kooskõlas päikese loojangu ajaga kuust kuusse, nagu seda on potentsiaali gradiendi mõõtmistel Poolas 1950—1952 täheldatud [16]. Kuid raskete ionide tiheduse hommikune maksimum, püsides kohal, varieerub oma amplituudilt, kadudes suvekuudel (juuni ja juuli) ja ilmudes uuesti augustis (milline kuu ei kuulu



Joonis 22. Ioonide tiheduste aastane käik. Sirglõigud näitavad Langevin'i ja vahepealsete ioonide tiheduste aastast käiku, mis on saadud vastavalt  $N_2$  ja  $N_1$  või  $n_2$  ja  $n_1$  ioonide tiheduste keskmiste lahutamisest.

kütteperioodi kuude hulka), nagu seda on täheldanud ka Wait ja Torreson [4].

Olgu rõhutatud, et käesolevas töös mainitud suundgraafikute võttel on ulatuslikust vaatlusmaterjalist atmosfääri ioonide tiheduse mõõtmise alal, kus esinevad süstemaatilised ja isegi lokaalsed mõjud, suudetud välja selgitada tõsiasi, mis korrelatsiooniarvutusel jäävad tähele panemata. Analoožilistel uurimistel, kus on mõõdetud paljusid kaasamõjuvaid faktoreid, on rikkaliku vaatlusmaterjali korral suundgraafiku meetod seoste otsimisel kahtlemata vajalik.

1. Korrelatsiooniarvutust atmosfäärielektriliste ja meteoroloogiliste elementide vahel ei ole otstarbekohane rakendada kogu aastase vaatlusmaterjali alusel, sest mõned meteoroloogilised elemendid (niiskuse) korreleeruvad ionide tihedusega erinevalt (isegi vastupidiselt) soojal ja külmal aastaajal.

2. Kahe muutuja korrelatsiooniväljadest ja lineaarse korrelatsiooni koefitsientidest tehtud järeldustega tuleb olla ettevaatlik, sest tegurite vastastikuse seose korral vaatlusmaterjali ümbergrupeerimisel võime saada vasturääkivaid tulemusi (tab. 2).

3. Atmosfääriliste elementide (nähtuste) mõju selgitamisel ionide tihedusele tuleb (eriti linna olukorras) hankida rohkearvuline vaatlusmaterjal kogu aasta ulatuses ja grupeerida see aasta-aegade (suvi, tali) või kuude viisi, sest mõned meteoroloogilised elemendid mõjustavad külmal ja soojal aastaajal ionide tihedust erinevalt.

4. Et välja selgitada lokaalsete tegurite mõju ionide tihedusele, tuleb linnades või asustatud tsentrite läheduses rikkalik vaatlusmaterjal jaotada tuule suundade järgi, sest kohalikud tuumade allikad — vabrikud, kütised jne. asuvad vaatluspunkti suhtes kindlas suunas.

5. Tuule suuna alusel korraldatud hajumisväljas üksikute tuulte puhul teostatud vaatluste keskmised moodustavad suundgraafiku. Seoste avastamiseks tuleb kõigepealt kõigi kaasamõõdetud elementide suundgraafikuid võrrelda. Suundgraafikute näivald juhuslikkude võnkumiste järgi võib avastada seose olemasolu.

6. Seoste olemasolu avastamisel tuleb üksikutes tuulte sektorites asuda vaatlusmaterjali läbitöötamisele, mis peab ulatuma üksikvaatlusteni.

7. Käesolevas töös on suundgraafikute meetodil leitud, et:

1) Kergete ja vahepealsete ionide tiheduse muutumises relatiivse niiskuse kasvuga esineb kasvuhüpe siis, kui soojal aastaajal relatiivne niiskus on jõudnud 70% piirini ja ületab selle.

2) Raskete ionide kui ka molioonide tiheduse ja tuule tugevuse vaheline seos on kõige silmapaistvam talvekuudel.

Tsüklonaalsel perioodil raskete ionide tihedus langeb ja molioonide tihedus kasvab esimeses lähenduses lineaarselt tuule tugevusega.

3) Raskete ionide tiheduse langus tsüklonaalsel perioodil linna olukorras on tingitud peamiselt sademetest.

## KIRJANDUS

1. Тверской, П. Н. Атмосферное электричество, Ленинград, 1949.
2. Рейнет, Я. Ю. Труды ГГО, 58(120), 23, 1956.
3. Israëli, H. Gerl. Beitr. z. Geophys., 57, 261, 1941.
4. Wait, G. R. and Torreson, O. W. Terr. Magn. and Atm. Electricity, 39, 111, 1934.

5. Зверев, А. С. и др. Курс метеорологии (Физика атмосферы). Под ред. проф. П. Н. Тверского, Ленинград, 1951.
6. Rietz, H. L. Handbuch der mathematischen Statistik, Leipzig und Berlin, 1930. Deutsche Ausgabe.
7. Чернявский, Е. А. Труды Ташкентской геофиз. Обсерват., 2(3), 47, 1949.
8. Кулагин, Д. И. Труды Ташкентской геофиз. Обсерват., 2(3) 56, 1949.
9. Паничкина, З. В. Труды Ташкентской геофиз. Обсерват., 2(3), 62, 1949.
10. Israëli, H. Gerl. Beitr. z. Geophys., 23, 144, 1929.
11. Israëli, H. Gerl. Beitr. z. Geophys., 26, 283, 1930.
12. Israëli, H. Gerl. Beitr. z. Geophys., 57, 247, 1941.
13. Schachl, P. F. Gerl. Beitr. z. Geophys., 38, 202, 1933.
14. Baur, F. Met. Zs., 47/2, 42, 1930.
15. Linke, F. Met. Zs., 58/4; 127, 1941.
16. Калиновская - Видомская, Е. Acta geophys. polon., 1955, 3; № 2; 49—61.

## ОБ ИССЛЕДОВАНИИ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ПЛОТНОСТЬЮ АТМОСФЕРНЫХ ИОНОВ И МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Х. Марран

### Р е з ю м е

1. Не целесообразно применять корреляционное исчисление одновременно ко всему годичному материалу наблюдений, ибо некоторые из метеорологических элементов (влажность) коррелируют с плотностью ионов по-разному (даже противоположно) в теплое и холодное время года.

2. Следует относиться с осторожностью к выводам, сделанным на основе корреляционных полей и коэффициентов линейной корреляции, так как в случае взаимной связи между аргументами, при перегруппировке материала, результаты могут оказаться противоречивыми (табл. 2.).

3. Для вычисления факта влияния атмосферных явлений на плотность ионов следует (особенно в городских условиях) собирать материал за целый год и группировать этот материал по временам года (лето, зима) или по месяцам, так как некоторые метеорологические элементы по-разному влияют на плотность ионов в теплое и холодное время года.

4. Для изучения влияния местных факторов на плотность ионов следует в городах или вблизи населенных пунктов материал наблюдений распределять по направлениям ветра, ибо местные источники ядер — фабрики, заводы и т. д. — расположены в известном направлении от пункта наблюдения.

5. Средние, вычисленные по данным наблюдений для отдельных направлений ветра и отмеченные на поле рассеяния данных по направлениям ветра, создают направляющий график (или символически *W*-график). С целью нахождения связей следует в первую очередь сравнить *W*-графики всех одновременно измеренных элементов. Если случайные на вид колебания на *W*-графиках показывают подобный или противоположный по виду ход, то возможно существование связи между изучаемыми элементами.



6. При наличии заметной связи между изучаемыми переменными следует приступить к обработке материалов наблюдений по отдельным направлениям ветра, непременно охватывая отдельные, индивидуальные наблюдения.

7 В данной работе по методу  $W$ -графиков установлено следующее:

(1) Рост плотности легких и промежуточных ионов в теплое время года происходит скачкообразно, при условии, что относительная влажность достигает 70% и больше.

(2) Связь как тяжелых ионов, так и молионов со скоростью ветра выражена лучше всего в зимние месяцы.

При циклональной погоде плотность тяжелых ионов уменьшается, а плотность молионов увеличивается в первом приближении линейно с увеличением скорости ветра.

(3) Уменьшение плотности ионов при циклональном периоде обусловлено в условиях города главным образом осадками.

# **SOME INVESTIGATIONS CONCERNING THE CONNECTION BETWEEN THE DENSITY OF THE IONS IN THE ATMOSPHERE AND METEOROLOGICAL FACTORS**

**H. Marran**

## **S u m m a r y**

1. It is not expedient to apply the correlation computations for the relations between meteorological factors and atmospheric-electrical elements to data covering the observations of a whole year, as certain meteorological factors (e. g. humidity) correlate to the density of ions differently (even conversely) during the warm and cold seasons.

2. One must be careful in handling conclusions drawn from two-variable correlation fields and linear correlation coefficients since, in cases where these factors are interrelated, rearrangement of the data may lead to conflicting results (tab. 2).

3. In order to ascertain the effect of atmospheric elements (phenomena) on the density of ions, it is necessary (especially in urban areas) to gather ample data covering the whole year and classify them according to seasons (summer, winter) or months, as the effect of certain meteorological factors on the density of ions varies in the cold and warm seasons.

4. In order to determine the effect of local factors on the density of ions in towns or in the vicinity of populated centres, it is necessary, after gathering abundant material, to classify it according to the directions of the wind, as the local sources of nuclei, factories, workshops, etc., are situated in a definite direction from the post of observation.

5. The averages of the data for separate winds, obtained from a diffusion field arranged according to the direction of the wind, are used to draw up a direction graph. In order to disclose the interrelations the direction graphs of all the elements measured at the same time must first be compared. When the seemingly accidental deviations in the various direction graphs follow similar patterns or, as sometimes happens, show contrary patterns, this points to the existence of some such interrelation.

6. Once the existence of an interrelation has been ascertained, it is necessary to work over the data for the separate wind sectors, taking into account every single observation.

7 The present investigation, which is based on the method of direction graphs, shows that:

(1) A growth of relative humidity is accompanied by a leap in the density of small and intermediate ions when the relative humidity has reached and surpassed the limit of 70% in the warm season.

(2) The interconnection between the density of both large ions and molions and the force of wind is most noticeable during the winter months.

During the cyclonic period the density of large ions decreases and that of molions increases in the first approximation in linear relation with the force of the wind.

(3) In urban districts the decrease in the density of large ions during the cyclonic period is mainly due to precipitation.

## SISUKORD

H. Mürk. Päikese otsese integraalse kiirguse intensiivsuse valemite üldistamise katsest	3
X. Мюрк. О попытке обобщения формулы интенсивности солнечной прямой интегральной радиации. <i>Резюме</i>	10
H. Mürk. An attempt to generalise the formulas for the intensity of direct integral solar radiation. <i>Summary</i>	11
H. Mürk. Atmosfääri läbipaistvuse karakteristikute ratsionaalsest valikust	12
X. Мюрк. О рациональном выборе характеристик прозрачности атмосферы. <i>Резюме</i>	37
H. Mürk. On the rational selection of the characteristics of atmosphere transparency. <i>Summary</i>	39
Я. Рейнет. Новая аппаратура и методика для определения плотности аэро- и гидроионов в атмосфере	41
J. Reinet. Uus aparatuur ja meetod atmosfääri aero- ja hüdroioonide tiheduse määramiseks. <i>Resümee</i>	68
J. Reinet. New apparatus and method for the determination of the spectra of aero- and hydro-ions in the atmosphere. <i>Summary</i>	69
J. Reinet. Atmosfääri ionisatsiooni muutustest Tartu aastase perioodi välitel	71
Я. Рейнет. Об изменениях ионизации атмосферы в г. Тарту в течение годовичного периода. <i>Резюме</i>	100
J. Reinet. On the changes of atmospheric ionization in Tartu during a yearly period. <i>Summary</i>	104
H. Marran. Atmosfääri ionide tiheduse ja meteoroloogiliste elementide vahelise seose uurimisest	108
X. Marran. Об исследовании связей между плотностью атмосферных ионов и метеорологическими элементами. <i>Резюме</i>	135
H. Marran. Some investigations concerning the connection between the density of the ions in the atmosphere and meteorological factors. <i>Summary</i>	137

**ТРУДЫ ПО ГЕОФИЗИКЕ**

На эстонском, русском и английском языках

Тартуский государственный университет

Тарту, ул. Юликооли 18

Toimetaja A. Mitt

Korrektorid E. Uuspõld, M. Mardi

Ladumisele antud 6. VII 1957. Trükkimisele antud  
25. II 1958. Paber 60×92, 1/16. Trükipoognaid 8,75. Trüki-  
arv 700. MB-00655. Tellimise nr. 1920.

Hans Heidemanni nim. trükikoda, Tartu, Vallikraavi 4.

Hind rbl. 6.—